De la recherche de matière noire à l'émission diffuse de rayons gamma dans l'expérience H.E.S.S.

Aldée Charbonnier

▶ **To cite this version:**

Aldée Charbonnier. De la recherche de matière noire à l'émission diffuse de rayons gamma dans l'expérience H.E.S.S.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT : . tel-00553807

HAL Id: tel-00553807

https://theses.hal.science/tel-00553807

Submitted on 9 Jan 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité
La Physique de la Particule à la Matière Condensée

présentée par

Aldée CHARBONNIER

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE

De la recherche de matière noire à l'émission diffuse de rayons gamma dans l'expérience H.E.S.S.

Thèse soutenue le 26 novembre 2010 devant le jury composé de :

M. Laurent DEROME	Examinateur
M. Jürgen KNÖDLSEDER	Examinateur
M. Stéphan LE BOHEC	Rapporteur
M. David MAURIN	Co-directeur de thèse
M. Jean ORLOFF	Rapporteur
M. Pierre SALATI	Examinateur
M. Jean-Paul TAVERNET	Co-directeur de thèse

C’est une demoiselle,
Oui, vous avez bien compris, c’est une libellule.
Ce magnifique odonatoptère est arrivé un beau matin, tout juste sorti de son cocon.
Attiré par la fraîcheur du fleuve tout proche.
Son beau sourire, ses battements de cils,
Sa touche d’eyeliner à embout carré, a suffi, pour les séduire,
les savants fous qui regardent les étoiles.
Comme toutes les libellules, notre demoiselle est tempérée et surprenante,
Consciencieusement et patiemment elle modèle et remodèle sa matière noire.
La demoiselle emploie des mots que le Prof ne connaît pas encore.
Mais si par hasard, vous déambulez dans son cortex préfrontal,
vous trouverez un joli jardin garni de brèves de comptoirs et de magnifiques voyages.
Aujourd’hui, l’embout carré est cassé, et la belle s’est métamorphosée,
Et c’est Aldée qui va bientôt s’envoler vers d’autres paradis.

Pacman Tyranik, Octobre 2010

Remerciements

Une thèse se rapproche d'une course d'endurance, en insistant moins sur le terme de course que sur celui d'endurance. L'aboutissement prend tout son sens en regard du cheminement qui a été parcouru, qu'il s'agisse des errances, des reprises de souffle, des revirements et des surprises rencontrées. Ces étapes ont été amenées, observées et analysées par différentes personnes, temoins essentiels.

Je remercie ainsi tout d'abord mes partenaires de cordées : mes deux encadrants, Jean-Paul Tavernet (*Jipi*) et David Maurin (*Dave*) [1]. Ils n'ont pas eu d'autre choix que d'avancer en corde tendue au cours des derniers mois, et je tiens à souligner à cette occasion que leurs piolets sont solides. David m'aura apporté l'intransigeance, le soucis d'honnêteté intellectuelle, tout en renforçant l'esprit de rebellion face à des situations ardues. Je salue avec plaisir son engagement profond dans la recherche, qui inspire tant ses proches que ses collaborateurs ! Jean-Paul véhicule sans relache une bonne humeur salutaire, réjouissante. À ses côtés, j'ai fini par admettre que tout problème peut avoir une solution : il rejoint en ce sens la seule phrase hindie que j'aie jamais réussi à retenir, *Sab Kuch Milega* (Tout est possible !). La grande liberté qui m'a été accordée, si en premier lieu m'a laissée de glace, représente désormais un élément essentiel à mes yeux. Cela m'a permis non seulement de prendre le temps de définir les arcanes des problématiques rencontrées, et d'étudier avec soin les différentes voies d'approche, mais également de voyager à de nombreuses reprises (et ainsi d'apprendre à boucler une *petite* valise en moins d'une demi-heure [2]). Un – très – grand merci pour votre confiance et votre patience !

Mes remerciements s'adressent également aux membres de mon jury, pour avoir accepté d'y participer et pour leurs encouragements chaleureux : Jean Orloff, Stéphan Le Bohec, Pierre Salati, Jürgen Knödlseder et Laurent Derome. Pierre aura été entre autres un professeur hors-pair lors de mon année de master, dont Louis Bozon s'est très certainement inspiré pour son émission du *Jeu des 1000 euros*.

Je tiens à remercier Pascal Debu et Reynald Pain, successivement directeurs du Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies, pour m'avoir accueillie au sein de cette structure.

Je garde un souvenir très agréable du groupe H.E.S.S. du LPNHE. Au-delà des travaux (… des odeurs, et des bruits inhérents à ce genre d'activité) et de mes déménagements à répétition (pour obtenir alternativement une fenêtre, du silence ou de la compagnie) qui m'ont amenée à râler régulièrement, je crois avoir été entourée de personnes de choix ! Je remercie Pascal

1. En cas d'extrême urgence, le surnom est adopté.
2. Ce qui, comme chacun le sait, est un exploi pour la gente féminine…

Vincent, directeur du groupe, pour sa confiance, et son soutien lors de mes diverses demandes. Mes remerciements sincères vont aussi à Mathieu de Naurois pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée tout au long de ces trois ans. L'originalité et la ressource du personnage me suprendront encore ! Je salue l'excellent Olivier Martineau-Huynh, dont l'exil en Chine (sans doute pour y apprendre l'hymne national russe) a sonné le glas de la fin des journées-pauses. Mes premiers pas vers la recherche de matière noire avec l'expérience H.E.S.S. ont été effectués sous l'œil attentif d'Agnieszka Jacholkowska, que je souhaite remercier. Merci également à Julien Bolmont et Christopher Lindsay Naumann. Le Philosophe Papat n'aura eu de cesse de tester ma rhétorique, ce qui m'a beaucoup amusée. *The last but not least*, François Toussenel, à qui je dois mon passage du permis de conduire, suite à un *road-trip* digne de ce nom dans le désert de Namibie.

Je remercie chaleureusement Ullrich Schwanke pour m'avoir accueillie à Berlin pendant un mois à l'Institut de Physique de l'Université de Humboldt. Sa disponibilité et son attention m'ont beaucoup apporté. Matthias et Camille, vous avez donné un relief très chouette à ce séjour berlinois, Danke sehr ! Je remercie une seconde perle rare rencontrée sur mon chemin en Angleterre : Céline Combet. Ce tapuscrit n'est pas resté une éternelle page blanche grâce à toi ! Je remercie enfin une troisième personne avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir, Aion Viana.

Mes remerciements s'adressent aussi à Mark Wilkinson, Matthew Walker, Pierre Astier et Bernard Degrange, qui ont répondu avec patience à des interrogations quelque fois chronophages. Je remercie très sincèrement également Eli, Irena, Nicolas, Julien, Sandro, Henri, JeanStef, François, Véra, Annick, Jocelyne, Patrick, Michael et Frank, Bernard et Véronique. Ainsi que Manu, parti trop tôt, partenaire de théâtre et lanceur de messages. Je salue bien sûr Matthieu, Ulisses, Giulia, François, Lucie et Bruno, retrouvés tous les six mois (ou presque) avec bonheur.

Mon passage au Palais de la Découverte fut une étape très importante, tant vis-à-vis des rencontres qui y ont eu lieu, qu'en regard du développement de la curiosité scientifique sur maints sujets. Merci beaucoup à Kamil, Hassan, Jacques, Atossa, Philippe, Alain, Alexandra et Anne !

Je remercie de tout cœur Soline, Inès, Amélie, Camille, Lorena, Lionel et Hélène, Colas, Antoine, Fanf, Régis, Sonia, Tobi et Hélène de m'avoir accompagnée, remuée et quelques fois supportée. Un petit signe à tous mes chers et tendres, aussi. Ma reconnaissance la plus profonde s'adresse enfin à ma famille : mes parents, Liselotte, Théophane, Séverin, Ghislain, Atine et Mutti, tant pour leur confiance, leur bienveillance, que pour leur compréhension face à mes multiples hésitations. La grande liberté de pensée qui règne et la richesse des regards me permettent d'ouvrir chaque jour de nouvelles portes, merci !

Il n'y a pas de grande tâche difficile qui ne puisse être décomposée en petites tâches faciles.
Adage bouddhiste

Table des matières

Remerciements v

Introduction 1

I Production de rayons gamma : voies classiques et exotiques 3

1 L'astronomie gamma de très haute énergie 5
1.1 Production et propagation des rayons γ . . . 5
1.1.1 Processus leptoniques d'émission de γ . . . 6
1.1.2 Processus hadroniques de production de γ . . . 10
1.1.3 Propagation . . . 11
1.2 Sources de rayons γ . . . 12
1.2.1 Sources galactiques . . . 13
1.2.2 Sources extragalactiques . . . 15
1.2.3 Les sources en résumé . . . 16
1.2.4 Les émissions diffuses . . . 18
1.3 L'émission diffuse du GeV au TeV . . . 19
1.3.1 Distribution des rayons cosmiques . . . 20
1.3.2 Le milieu interstellaire . . . 24
1.3.3 Modélisation de l'émission diffuse de rayons γ . . . 29
1.4 Conclusion . . . 33

2 Le paradigme de la matière noire 35
2.1 Les observations . . . 35
2.1.1 À l'échelle galactique . . . 36
2.1.2 À l'échelle des amas de galaxies . . . 36
2.1.3 À l'échelle cosmologique . . . 39
2.2 Cadre de travail : Λ-CDM et WIMP . . . 42
2.2.1 La section efficace d'annihilation . . . 42
2.2.2 La densité locale . . . 43
2.2.3 La dispersion des vitesses . . . 44
2.3 Candidats à la matière noire . . . 44
2.3.1 Au-delà du modèle standard . . . 45
2.3.2 Les candidats supersymétriques . . . 45
2.3.3 Autres candidats . . . 48
2.4 Résumé . . . 49

3 Vers la détection indirecte de matière noire 51

3.1 Distribution de la matière noire dans la Galaxie . . . 51
3.1.1 Les simulations N-corps . . . 52
3.1.2 Profil *lisse* de la matière noire dans la Galaxie . . . 53
3.1.3 Distribution des sous-halos de matière noire . . . 57
3.1.4 Paramètres intrinsèques des sous-halos . . . 58
3.2 Détection directe et indirecte . . . 62
3.2.1 La détection directe . . . 62
3.2.2 La détection indirecte . . . 63
3.3 Flux de rayons γ en provenance de halos de matière noire . . . 67
3.3.1 Le facteur astrophysique . . . 68
3.3.2 Le facteur de physique des particules . . . 69
3.3.3 État des observations en rayons γ . . . 72
3.4 Resumé et conclusion . . . 73

II Détection de rayons gamma avec l'expérience H.E.S.S. 77

4 H.E.S.S. : un détecteur de rayons γ de très hautes énergies 79
4.1 Les gerbes atmosphériques . . . 80
4.1.1 L'atmosphère comme calorimètre . . . 80
4.1.2 Développement des gerbes . . . 80
4.1.3 Développement latéral et longitudinal des gerbes électromagnétiques . . . 82
4.1.4 La lumière Cherenkov . . . 84
4.2 Les techniques de l'astronomie γ de très haute énergie . . . 86
4.2.1 Télescopes imageurs de l'effet Cherenkov . . . 86
4.2.2 Télescopes échantillonneurs du rayonnement Cherenkov . . . 88
4.2.3 Détecteurs de particules au sol . . . 89
4.2.4 Bruits de fond . . . 89
4.3 Le réseau de télescopes H.E.S.S. . . . 93
4.3.1 Le réseau de télescopes . . . 93
4.3.2 Les caméras . . . 97
4.3.3 Stratégie de déclenchement . . . 99
4.3.4 Calibrage . . . 101
4.3.5 Perspectives . . . 104
4.4 Conclusion . . . 105

5 Analyse des données et émission diffuse 107
5.1 Reconstruction et identification des gerbes . . . 107
5.1.1 Simulations . . . 108
5.1.2 La sélection des données . . . 109
5.1.3 La méthode des moments réduits . . . 109
5.1.4 Modèle semi-analytique . . . 112
5.1.5 Autres méthodes . . . 113
5.2 La soustraction de fond . . . 116
5.2.1 Utilisation du grand champ de la caméra . . . 117
5.2.2 La méthode *On-Off* . . . 117
5.2.3 Méthode *template* . . . 119
5.3 Vers la détection d'une émission diffuse . . . 119

5.3.1 Observations dédiées . . . 120
5.3.2 Recherche de paires . . . 126
5.3.3 Perspectives . . . 131
5.3.4 L'influence du bruit de fond de ciel . . . 133
5.4 Conclusion . . . 137

III Recherche de matière noire **139**

6 Les sous-structures de matière noire **141**
6.1 Présentation . . . 141
6.1.1 Calcul du flux de rayons γ . . . 142
6.1.2 Géométrie du problème . . . 143
6.2 La composante lisse . . . 146
6.2.1 Calcul du facteur astrophysique . . . 146
6.2.2 Exemples . . . 147
6.3 Les sous-structures : calcul du facteur astrophysique . . . 150
6.3.1 Distributions spatiale et en masse . . . 150
6.3.2 Propriétés intrinsèques des sous-halos . . . 151
6.3.3 Le calcul du facteur $\Phi_{\rm sh}^{\rm ASTRO}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$ . . . 152
6.3.4 Hypothèse simplificatrice . . . 154
6.3.5 Lien entre la composante lisse et les sous-structures . . . 155
6.3.6 Résumé . . . 155
6.4 Les sous-structures : exemples . . . 156
6.4.1 Contribution des sous-halos dans la Galaxie . . . 156
6.4.2 Cartes du ciel . . . 156
6.4.3 Les galaxies naines sphéroïdes . . . 162
6.5 Sensibilité du détecteur H.E.S.S. . . . 166
6.5.1 Du facteur astrophysique au flux de rayons γ . . . 168
6.5.2 Détection d'un sous-halo . . . 168
6.5.3 Détection d'un signal diffus . . . 174
6.6 Conclusion . . . 176

7 La Galaxie naine sphéroïde Carina **179**
7.1 Les galaxies naines sphéroïdes . . . 179
7.1.1 Galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée . . . 180
7.1.2 Sources potentielles de matière noire . . . 183
7.2 Distribution de la matière noire dans la galaxie naine sphéroïde Carina . . . 185
7.2.1 Le profil de densité de matière noire . . . 187
7.2.2 Le facteur astrophysique . . . 189
7.3 Observation de Carina avec H.E.S.S. . . . 189
7.3.1 Analyse des données . . . 189
7.3.2 Limites supérieures sur le flux . . . 193
7.3.3 Contraintes sur les propriétés de la matière noire . . . 194
7.4 Conclusion . . . 196

Conclusion **199**

Bibliographie **201**

A Analyse de paires *On-Off* **217**
A.1 Observations en mode *On-Off* 217
A.2 Recherche de paires *On-Off* 221

B Systèmes de coordonnées **223**

C À propos du code CLUMPY **227**
C.1 Les paramètres intrinsèques des sous-halos 227
C.2 Optimisation du nombre de sous-halos à tirer 228
C.2.1 Approche simple et non optimale 229
C.2.2 Critère optimisé 230
C.3 Lien entre la composante lisse et les sous-structures 231

Résumé **233**

Introduction

Le champ d'investigation de cette thèse est la recherche, en rayon γ de très haute énergie ($E \gtrsim 30$ GeV), d'un signal d'annihilation de particules de matière noire dont la masse serait de l'ordre de quelques centaines de GeV à quelques dizaines de TeV. L'amélioration significative de la sensibilité des télescopes imageurs de l'effet Cherenkov, et en particulier, la finalisation de la première phase du réseau de télescopes H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*, quatre télescopes identiques, opérationnels depuis 2004), a ouvert de nouvelles perspectives pour ce type de recherche. Soulignons en effet que, depuis sa mise en service, le catalogue des sources de rayons γ de très haute énergie s'est enrichi dans une proportion d'un ordre de grandeur. L'expérience H.E.S.S. est présentée dans le chapitre 4.

Les candidats privilégiés, pour la recherche d'un signal γ issu de l'annihilation de particules de matière noire, sont le centre galactique et les galaxies naines sphéroïdes (dSph). Des pics de densité de matière noire – et ainsi du flux de rayons γ – sont attendus vers ces régions, qui ont déjà fait l'objet de campagnes d'observation, entre autres par l'expérience H.E.S.S. Au sein de cette collaboration, différentes méthodes d'analyse des données ont été développées, et sont optimisées pour des sources ponctuelles ou de faibles étendues spatiales. L'analyse de la dSph Carina présentée dans le chapitre 7 est réalisée dans ce cadre, elle a donné lieu (en collaboration avec Aion Viana, du CEA Saclay, pour la collaboration H.E.S.S.) à un article en cours de publication lors de la soumission de cette thèse.

Par ailleurs, les modèles de formation des structures prédisent l'existence de sous-halos de matière noire dans le halo englobant la Voie Lactée. Leur masse peut descendre jusqu'au millionième de masse solaire ($10^{-6}M_\odot$), voire en deçà. Les sous-halos de grande masse correspondent aux dSphs. Les simulations numériques N-corps étudiant la formation des structures peuvent prédire le signal γ d'annihilation en provenance de ces sous-halos. Cependant, les plus performantes n'atteignent actuellement que des masses de l'ordre de $\sim 10^3 M_\odot$. En collaboration avec Céline Combet (University of Leicester), j'ai développé un code fondé sur une approche semi-analytique – baptisé « CLUMPY [3] » – calculant le signal d'annihilation de matière noire le long d'une ligne de visée. Cette simulation permet de produire des cartes intégrant les sous-structures jusqu'aux plus basses masses. Ceci présente plusieurs avantages, qui seront discutés dans ce manuscrit. L'objet ou la distribution étudiés peuvent être le halo de la Galaxie, une dSph, ou toute distribution de sous-structures de matière noire dans la Galaxie. Un article présentant le code est en cours de rédaction, parallèlement au travail effectué sur ce manuscrit. Une description succinte du code, ainsi que son utilisation pour les perspectives de détection d'un signal de matière noire avec l'expérience H.E.S.S., sont discutées dans le chapitre 6. Notons que CLUMPY,

3. En anglais, le mot *clump* signifie grumeau, ce terme est utilisé pour désigner un sous-halo de matière noire.

qui deviendra public, a permis d'établir des liens avec les spécialistes de la dynamique des galaxies naines sphéroïdes Matthew G. Walker (Institute of Astronomy, Cambridge) et Mark Wilkinson (University of Leicester). Un article sur les perspectives de détection des dSphs classiques avec les expériences de prochaines générations auquel j'ai participé devrait être soumis dans les semaines suivant la publication de cette thèse.

La plupart des objets détectés par H.E.S.S., de même que les cibles de la recherche de matière noire présentées ci-avant, correspondent à des objets ponctuels ou de faible étendue spatiale. Ces dernières années, d'une part grâce à une meilleure compréhension des bruits de fond de l'instrument, et après une phase naturelle dédiée à l'analyse et la détection des sources *faciles*, le ciel γ commence à singulièrement se compliquer. Des sources étendues (de l'ordre du degré) ont fait leur apparition, pour lesquelles les méthodes classiques de soustraction de fond sont moins performantes. De plus, dans le cas de sources qui s'étendraient sur l'ensemble du champ de vue de l'instrument ($\sim 5°$), les techniques d'analyse optimales sont encore à définir. Des émissions diffuses peuvent être modélisées dans le cadre de l'astrophysique classique, mais aussi par l'annihilation de matière noire. La première assertion se base sur l'extrapolation au TeV de l'émission diffuse observée au GeV (par exemple par la collaboration Fermi-LAT). Le ciel attendu au TeV présente cependant des différences, ceci est expliqué dans le chapitre 1. La deuxième origine concerne le halo galactique de matière noire, qui pourrait être la source d'une émission diffuse présentant un gradient relativement au centre galactique. Une partie des efforts de cette thèse a porté sur la mise en œuvre de la méthode classique *On-Off* de soustraction de fond pour la recherche de ces émissions. Ce travail, qui reste très préliminaire, est présenté dans le chapitre 5. Il a été initié en collaboration avec le groupe H.E.S.S. de Berlin (en particulier avec Ullrich Schwanke). Un effort global est mené en ce sens dans la collaboration H.E.S.S.

Nous présenterons en quoi l'observation des émissions diffuses est l'un des enjeux majeurs des télescopes Cherenkov atmosphériques présents et futurs. Cette thématique est également un dénominateur commun entre l'astrophysique et la recherche de matière noire. C'est la raison pour laquelle ces deux thèmes sont entremêlés dans ce manuscrit. Les chapitres 1, 4 et 5 constituent un ensemble cohérent lié aux processus astrophysiques classiques. Les chapitres 2, 3, 6 et 7 présentent un second bloc centré sur la matière noire. Chacun de ces groupes peut être lu séparément.

Conçu pour une lecture linéaire, ce manuscrit est divisé en trois parties. La partie I présente une introduction très générique à l'astronomie γ de très haute énergie (§1), au paradigme de la matière noire et sa détection (respectivement §2 et §3). La partie II a une orientation plus expérimentale. Elle décrit le réseau de télescopes H.E.S.S. (§4), les méthodes d'analyse des données ainsi que les pistes initiées pour l'extraction d'une émission diffuse (§5). La partie III revient sur la matière noire. Une présentation plus détaillée de la distribution des sous-structures de matière noire galactiques et leur détectabilité est donnée (§6). Enfin sont présentées les limites qui peuvent être placées sur la section efficace d'annihilation suite à la non-détection d'un signal γ en provenance de la dSph Carina (§7). Les résultats originaux de ce travail de thèse sont donc distribués dans les chapitres 5, 6 et 7.

Première partie

Production de rayons gamma : voies classiques et exotiques

Chapitre 1

L'astronomie gamma de très haute énergie

L'astronomie γ de très haute énergie ($E \gtrsim 30$ GeV) est une discipline émergente. Un rayonnement γ de très haute énergie signe la présence de phénomènes non-thermiques dans l'Univers. Ce chapitre a pour objectif de dresser un panorama de la connaissance du ciel à ces énergies, et se focalise en particulier sur les émissions diffuses issues de l'interaction des rayons cosmiques se propageant dans la Galaxie avec le milieu interstellaire. Ce dernier point nécessite l'introduction de nombreux ingrédients. Le chapitre est organisé en trois parties. Tout d'abord les processus de production des rayons γ de très haute énergie seront présentés (paragraphe 1.1). Quelques mots seront dits sur leur propagation. Puis, un état des lieux des observations du ciel γ de très haute énergie sera donné, résumant les sources détectées ainsi que quelques exemples d'émissions diffuses mises en évidence (paragraphe 1.2). Enfin, le paragraphe 1.3 se concentre sur les différents éléments permettant d'étudier les propriétés des émissions diffuses précédemment citées. Il s'agira d'exposer des rudiments concernant la distribution des rayons cosmiques dans la Galaxie et la composition du milieu interstellaire. Cet intermède, assez long et descriptif, est malgré tout nécessaire pour discuter de la physionomie des émissions diffuses galactiques de très haute énergie.

1.1 Production et propagation des rayons γ

Les rayons γ de très haute énergie sont produits par des processus non-thermiques [1]. À leur origine, des rayons cosmiques chargés interagissent avec le milieu interstellaire par des mécanismes de diffusion ou de spallation. Ceux-ci vont être passés en revue : tout d'abord les processus radiatifs faisant intervenir des électrons (et des positrons), puis ceux issus de l'interaction des hadrons avec la matière interstellaire. L'annihilation de particules de matière noire comme source de rayons γ sera abordée dans le chapitre 3. D'autre part, lors de leur propagation, les photons ont une trajectoire rectiligne, mais ils peuvent être absorbés. Ceci sera présenté dans le paragraphe 1.1.3.

1. On entend par émission non-thermique une émission continue de particules dont le spectre en énergie n'est pas maxwellien. En pratique, cela s'applique à toute émission continue dont le spectre ne peut pas être expliqué par une émission de freinage thermique ou un rayonnement de corps noir (Longair 1992b, p.229).

1.1.1 Processus leptoniques d'émission de γ

Les processus leptoniques désignent les réactions qui permettent de produire des γ de très haute énergie lorsqu'un électron ou un positron entre en interaction avec la matière interstellaire, un champ de photons ou un champ magnétique. Les protons (ou les nucléons plus lourds) peuvent participer également aux mécanismes qui vont être présentés ci-dessous, cependant soit les énergies des photons produits n'atteignent pas le domaine GeV-TeV, soit la section efficace est trop faible pour contribuer de façon significative.

Trois processus radiatifs permettent de produire des rayons γ de haute énergie : l'émission Compton inverse, le rayonnement de freinage (ou *Bremsstrahlung* en allemand) et l'émission synchrotron. Ces processus peuvent être perçus comme des cas particuliers de la diffusion Compton, au cours de laquelle un photon diffuse sur une particule chargée et perd de l'énergie (Compton, 1923). Le premier mécanisme consiste au transfert d'énergie d'un électron en mouvement à un photon du milieu ambiant : elle est ainsi appelée émission Compton inverse. L'émission Bremsstrahlung peut être envisagée comme une diffusion Compton inverse sur un photon virtuel du champ de Coulomb des particules rencontrées, enfin l'émission synchrotron peut être vue comme une diffusion Compton inverse sur un photon virtuel du champ magnétique ambiant. Des présentations exhaustives de ces processus peuvent être trouvées dans Jones (1968), Blumenthal et Gould (1970), Rybicki et Lightman (1979), Longair (1992a) et Longair (1992b).

Émission Compton inverse

La diffusion Compton inverse est l'un des processus dominant pour la production de γ de très haute énergie. Un électron ou un positron de haute énergie peut transférer une grande partie de son énergie à un photon du rayonnement ambiant et le propulser dans le domaine γ. Le taux d'interaction entre un électron (ou un positron) et un photon peut s'écrire de la manière suivante (Weaver, 1976) :

$$R = n_e n_\gamma \int \mathrm{d}\vec{p}_\gamma \int \mathrm{d}\vec{p}_e \; f_e(\vec{p}_e)\; f_\gamma(\vec{p}_\gamma)\; \frac{p'_\gamma}{\gamma p_\gamma}\; \sigma(p'_\gamma)\;, \tag{1.1}$$

avec n_e et n_γ les densités numériques d'électrons et de photons, $f_e(\vec{p}_e)\,\mathrm{d}\vec{p}_e$ (respectivement $f_\gamma(\vec{p}_\gamma)\,\mathrm{d}\vec{p}_\gamma$) est la probabilité qu'un électron (respectivement un photon) ait une quantité de mouvement $\vec{p}_e$ (respectivement $\vec{p}_\gamma$) dans le système du laboratoire, γ représente le facteur de Lorentz de l'électron et σ la section efficace d'interaction. Enfin, une quantité primée est exprimée dans le référentiel de l'électron au repos. Le taux d'interaction dépend autant du spectre des électrons que de celui des photons. Deux régimes peuvent être rencontrés : dans la limite non-relativiste, la section efficace est indépendante de l'énergie du photon (régime de Thomson), ceci n'est plus vrai dans la limite relativiste (régime de Klein-Nishina).

Dans la limite non-relativiste ($E_\gamma = \gamma\hbar\omega \ll m_e c^2 = 0{,}511$ MeV, avec m_e la masse de l'électron et E_γ l'énergie du photon), le processus mis en jeu dans le référentiel de l'électron est une diffusion de Thomson, dont la section efficace s'exprime comme suit :

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6,653 \times 10^{-29}\ \mathrm{m}^2\;, \tag{1.2}$$

avec $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ le rayon classique de l'électron. Pour le régime relativiste, la section efficace de Klein-Nishina est la suivante (voir Longair 1992a, p. 99) :

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{\epsilon}\left\{\left[1 - \frac{2(\epsilon+1)}{\epsilon^2}\right]\ln(2\epsilon+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\epsilon} - \frac{1}{2(2\epsilon+1)^2}\right\} , \tag{1.3}$$

avec $\epsilon = \hbar\omega/m_e c^2$. Elle décroît lorsque l'énergie du photon dans le référentiel de l'électron augmente. Le cas le plus fréquemment rencontré est celui où des électrons interagissent avec un champ de photons isotrope et ayant une énergie donnée $\hbar\omega_0$. Dans le régime de Thomson, qui est celui qui entre en jeu dans le cadre de la production de rayons γ de très haute énergie, le transfert d'énergie maximal a lieu si les impulsions de l'électron et du photon initiaux sont colinéaires et de sens opposés. L'énergie finale du photon est alors de :

$$\hbar\omega_{\max}^{\mathrm{IC}} \simeq 4\gamma^2\hbar\omega_0 , \tag{1.4}$$

où γ est le facteur de Lorentz de l'électron dans le référentiel du laboratoire. De manière générale, l'énergie moyenne des photons diffusés par un électron s'exprime comme :

$$\langle\hbar\omega^{\mathrm{IC}}\rangle \simeq \frac{4}{3}\gamma^2\hbar\omega_0 . \tag{1.5}$$

Les champs de photons présents dans l'Univers seront présentés dans le paragraphe 1.3.2. À titre d'exemple, un électron d'énergie $E_e = \gamma m_e c^2 = 10$ TeV pourra produire des photons d'énergie maximale égale à ~610 GeV, si le champ de photons concerné est le fond diffus cosmologique ($T = 2{,}725$ K, soit $\langle\hbar\omega_0\rangle \simeq 1{,}2$ meV).

Pour une population d'électrons dont le spectre décrit une loi de puissance d'indice p (soit $\mathrm{d}\Phi_{e^-}/\mathrm{d}E \propto E^{-p}$), le spectre des photons émis par effet Compton inverse suivra également une loi de puissance en première approximation, d'indice $(p+1)/2$ dans le régime de Thomson, et d'indice $(p+1)$ dans le régime de Klein-Nishina (Blumenthal et Gould, 1970).

Émission Bremsstrahlung

On appelle rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung) la radiation due à l'accélération d'une particule chargée dans le champ coulombien d'un ion ou d'un atome. Pour des électrons relativistes, une approche électrodynamique quantique est nécessaire pour décrire le processus. La section efficace du rayonnement de freinage dépend fortement de la nature de la cible : les électrons périphériques des atomes ou des ions modifient le champ coulombien et peuvent écranter le noyau. Une approche simple est présentée par Longair (1992a) p. 82, qui considère le noyau comme un puits de potentiel sphérique, sans tenir compte des facteurs de forme atomiques, et en faisant l'hypothèse d'un ion sans électrons écrantant le noyau. Une approche plus complète a été menée par Koch et Motz (1959) et Blumenthal et Gould (1970). Le spectre de photons émis par un électron traversant un milieu contenant différentes espèces (des atomes, des ions et des électrons) dont la densité numérique est n_s s'exprime ainsi (Blumenthal et Gould, 1970) :

$$\frac{\mathrm{d}N_i}{\mathrm{d}t\mathrm{d}k} = c\sum_s n_s\left(\frac{\mathrm{d}\sigma_s}{\mathrm{d}k}\right) , \tag{1.6}$$

où $\mathrm{d}N_i$ représente le nombre de photons émis avec une énergie $\hbar c \mathrm{d}k$, par un électron ayant une énergie initiale E_i, $\mathrm{d}\sigma_s/\mathrm{d}k$ est la section efficace différentielle, dont le calcul doit tenir compte du facteur d'écrantage et de la charge effective de l'espèce rencontrée. En conséquence, l'intensité du rayonnement de freinage émis par un électron se déplaçant dans un milieu ionisé ne sera pas la même si le milieu est composé d'un gaz atomique. De plus, l'électron incident sera plus ou moins sensible aux électrons périphériques de l'atome ou de l'ion, en fonction de son énergie (plus il sera énergétique, plus les électrons périphériques écranteront le noyau, voir par exemple Gould 1969).

Le traitement du rayonnement de freinage étant relativement complexe, nous ne donnerons que des ordres de grandeur des quantités qui nous importent : l'énergie maximale des photons émis par rayonnement de freinage ne peut pas dépasser l'énergie de l'électron incident, à savoir :

$$\hbar\omega_{\mathrm{max}}^{\mathrm{Brem}} = E_i = \gamma m_e c^2 \ . \tag{1.7}$$

De plus, l'énergie moyenne des photons produits sera de l'ordre de (Longair 1992a, p. 87) :

$$\langle \hbar\omega^{\mathrm{Brem}} \rangle \simeq E_i/3 \ . \tag{1.8}$$

Il est ainsi possible de produire des rayons γ de haute énergie si les électrons se déplaçant dans le milieu interstellaire sont eux-mêmes très énergétiques. Enfin, pour une population d'électrons dont l'indice spectral est égal à p, le spectre des photons émis par rayonnement de freinage suivra la même loi de puissance (Longair 1992b, p. 269).

Émission synchrotron

Une particule chargée traversant un champ magnétique est soumise aux forces de Lorentz : elle suit alors une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ. La pulsation de giration est indépendante [2] de la masse de la particule et vaut $\omega_g = qB/\gamma m$ (où q et m sont la charge et la masse de la particule chargée, γ son facteur de Lorentz et B la valeur de l'induction magnétique). La particule ainsi accélérée émet alors un rayonnement baptisé émission synchrotron. Dans la limite non-relativiste ce processus (connu sous le terme d'émission cyclotron) permet de produire des photons dont la pulsation est identique à la pulsation de giration. Dans la limite relativiste les photons sont émis avec une pulsation proportionnelle à $\gamma^3 \times \omega_g$. En effet, considérons un électron d'énergie $E = \gamma m_e c^2$ circulant dans un champ magnétique B, avec une vitesse formant un angle α avec la direction du champ magnétique, le spectre de puissance émis par le processus synchrotron s'exprime ainsi (Longair 1992b, p. 246) :

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}\, e^3 B \, \sin\alpha}{8\pi^2 \epsilon_0 \, m_e c} \, \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} \mathrm{d}\xi \ \mathrm{K}_{5/3}(\xi) \ , \tag{1.9}$$

2. Notons que le facteur de Lorentz de la particule est relié à sa masse ($\gamma = E/mc^2$), la pulsation de giration vaut alors $\omega_g = qBc^2/E$.

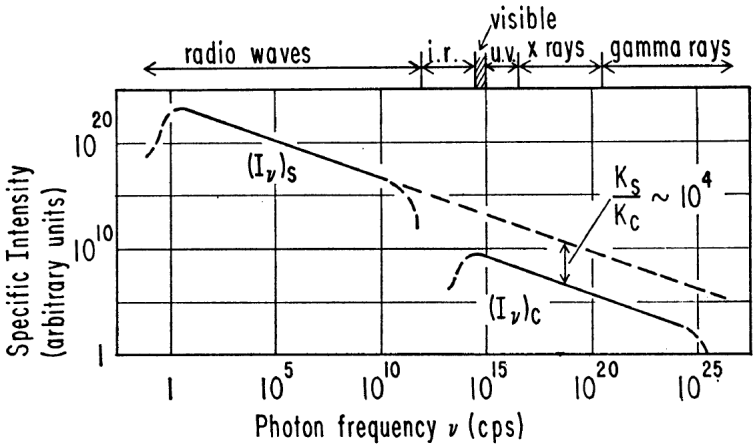


FIGURE 1.1 – *Comparaison des spectres obtenus lors de l'émission Compton inverse (C) et de l'émission synchrotron (S) pour un spectre d'électrons donné, et des valeurs de champ magnétique et de densité de photons caractéristiques du halo galactique (figure issue de Felten et Morrison 1966).*

avec $K_{5/3}$ la fonction de Bessel modifiée d'ordre 5/3, et ω_c la pulsation critique définie telle que :

$$\omega_c = \frac{3\,e\,B\,\gamma^2}{2m_e}\,\sin\alpha = \frac{3}{2}\gamma^3\,\sin\alpha \times \omega_g \tag{1.10}$$

$$\text{soit} \qquad \hbar\omega_c \simeq 0{,}067\ \text{eV}\left(\frac{E_e}{1\ \text{TeV}}\right)^2\left(\frac{B}{1\ \mu\text{G}}\right)\times\sin\alpha\ . \tag{1.11}$$

L'émission synchrotron est émise tangentiellement à la vitesse de l'électron, sur un cône dont l'angle d'ouverture correspond à l'angle d'incidence de la particule dans le champ magnétique. La distribution donnée dans l'équation 1.9 est piquée pour $\omega \simeq \omega_c$. En première approximation, le rayonnement synchrotron est ainsi émis avec une énergie moyenne proche de $\hbar\bar{\omega} \simeq \hbar\omega_c$, qui est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique.

La composante désordonnée du champ magnétique galactique est de l'ordre de 5 μG (les champs magnétiques présents dans la Galaxie seront présentés dans le paragraphe 1.3.2). Un électron ayant une énergie de l'ordre de 10 TeV émettra ainsi un rayonnement synchrotron dont l'énergie moyenne sera de l'ordre de ~30 eV (ie. dans la gamme des ultra-violets). Cet exemple permet de souligner le fait que le rayonnement synchrotron ne permet pas de produire des rayons γ de très haute énergie dans les conditions présentes dans le milieu interstellaire (les champs magnétiques sont trop faibles). Cependant, cette émission présente un intérêt pour l'émission diffuse de rayons γ dans le sens où elle est associée au rayonnement Compton inverse. Ceci permet de contraindre la population d'électrons, et, dans le cas des sources, de différencier les mécanismes de production hadroniques et leptoniques. Un exemple est présenté sur la figure 1.1. Felten et Morrison (1966) illustrent schématiquement le rayonnement émis par une population d'électrons se propageant dans le milieu interstellaire, la contribution Compton inverse issue de l'interaction des électrons avec le champ de radiation émis par les étoiles et dans un champ magnétique de l'ordre de 6 μG. Notons que pour une population d'électrons dont l'indice spectral est égal à p, les photons rayonnés suivront une loi de puissance égale à $(p-1)/2$ (Blumenthal et Gould, 1970).

Pertes d'énergie des électrons

Un électron se déplaçant dans le milieu interstellaire perdra ainsi de l'énergie. Les différents processus de pertes présentés ci-dessus dépendent de l'énergie de l'électron, et sont récapitulés dans le tableau 1.1 (voir par exemple Longair 1992b, p. 274). Les pertes par ionisation correspondent au transfert d'énergie d'un électron aux atomes de la matière traversée, qui se retrouvent alors dans un état excité ou ionisé. Notons qu'à très haute énergie, les processus dominants sont les pertes par rayonnement synchrotron et par émission Compton inverse, et sont proportionnels à l'énergie au carré.

Milieu nterstellaire	Processus	Dépendance en énergie
matière	Ionisation	$\propto \ln(E)$
matière	Bremsstrahlung	$\propto E$
champs magnétiques	Synchrotron	$\propto E^2$
champs de photons	Compton inverse	$\propto E^2$

TABLE 1.1 – *Processus de perte d'énergie des électrons se déplaçant dans le milieu interstellaire. La composante du milieu interstellaire concernée est indiquée dans la première colonne, et la dépendance en énergie dans la dernière.*

1.1.2 Processus hadroniques de production de γ

Le rayonnement cosmique est composé principalement de hadrons (dont ~90% de protons p et ~10% de particules α, voir le paragraphe 1.3.1). Ces hadrons se propagent dans le milieu interstellaire (composé à ~90% d'hydrogène et ~10% d'hélium, voir le paragraphe 1.3.2) et peuvent subir des diffusions inélastiques sur les noyaux présents. Des mésons π^0 et η sont alors produits, et se désintègrent en émettant des rayons γ (pour le méson π^0 : $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, et pour le méson η les trois principales chaînes de désintégration sont : $\eta \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ et $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Avec l'émission Compton inverse, les processus hadroniques sont dominants pour la production de rayons γ de très haute énergie.

L'estimation du nombre de γ produits lors d'une interaction proton-proton requiert l'usage de simulations basées sur des expériences en laboratoire. Actuellement, trois codes principaux ont été développés : Pythia (Sjöstrand et al., 2001), SIBYLL (Fletcher et al., 1994) et QGJSJET (Kalmykov et al., 1997). Le flux de rayons γ produits par une population de protons, dont le spectre est $J_p(E_p)$, peut s'exprimer ainsi (Kelner et al., 2006) :

$$\Phi_\gamma(E_\gamma) = cn_H \int_0^1 \sigma_{p-p}^{inel}(E_\gamma/x)\, J_p(E_\gamma/x)\, F_\gamma(x, E_\gamma/x)\, \frac{\mathrm{d}x}{x}\,, \tag{1.12}$$

avec $x = E_\gamma/E_p$, n_H la densité ambiante d'hydrogène et $\sigma_{p-p}^{inel}(E_\gamma/x)$ la section efficace inélastique de l'interaction proton-proton. La fonction $F_\gamma(x, E_\gamma/x)$ représente le nombre de photons émis lors de l'interaction d'un proton d'énergie E_p avec un proton du milieu interstellaire. La figure 1.2 représente le flux de rayons γ obtenu avec les paramètres suivants :

– la densité d'hydrogène est prise telle que : $n_H = 0{,}1$ cm^{-3},

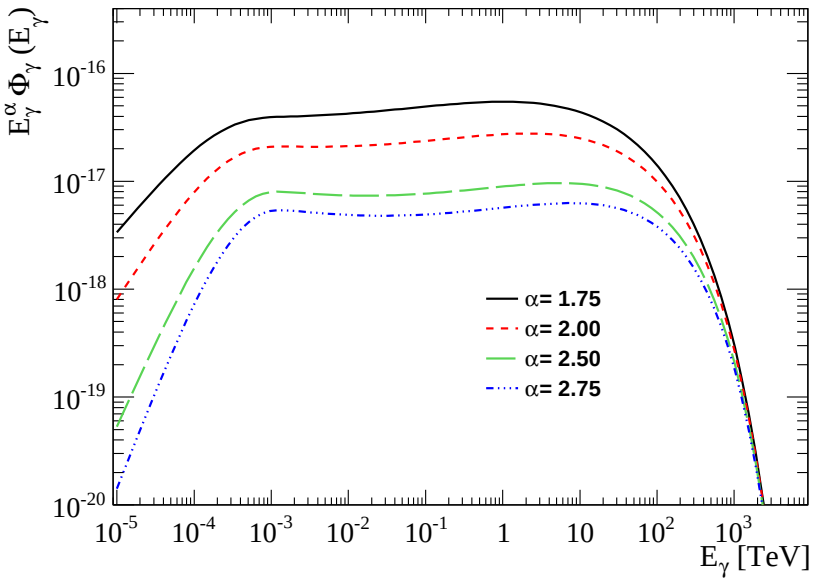


FIGURE 1.2 – *Flux de rayons γ émis par des processus hadroniques, pondéré par l'inverse de loi de puissance du flux de protons source : $\Phi_\gamma \times E_\gamma^\alpha$ (en $TeV^{\alpha-1} cm^{-3} s^{-1}$). L'indice $\alpha = 2{,}75$ illustre le cas du spectre de protons mesuré sur Terre. Les détails sont indiqués dans le texte.*

- le spectre différentiel des protons suit une loi de puissance, avec une coupure exponentielle à haute énergie ($E_0 = 1000$ TeV) : $J_p(E_p) = A\, E_p^{-\alpha}\, \exp[-(E_p/E_0)^\beta]$. Il est normalisé de façon à ce que la densité d'énergie des protons soit égale à 1 erg cm^{-3},
- la section efficace inélastique adoptée est l'expression 79 de Kelner et al. (2006),
- enfin la fonction $F_\gamma(x, E_\gamma/x)$ est paramétrée par les mêmes auteurs (équations 58 à 61).

Le flux de rayons γ est multiplié par E^α, afin de comparer le comportement du spectre de γ par rapport au spectre de protons : les γ produits suivent à peu près la même loi de puissance que les protons dans l'intervalle 1 GeV - 100 TeV.

Notons que la section efficace doit être multipliée par un facteur correctif si l'on souhaite prendre en compte la composition du milieu interstellaire. En effet, les formules précédentes sont exprimées pour une réaction proton-proton, or, différents noyaux sont également présents tant dans le rayonnement cosmique que pour le milieu interstellaire (les réactions principales étant alors p-p, p-He, α-p et α-He). Orth et Buffington (1976) proposent le facteur multiplicatif empirique suivant :

$$\sigma_{A_1-A_2} \sim \sigma_{p-p} \times (A_1^{3/8} + A_2^{3/8} - 1)^2 \,, \tag{1.13}$$

où A_1 et A_2 sont les numéros atomiques moyens des noyaux respectivement impliqués dans le rayonnement et dans la matière interstellaire. Dermer (1986) suggère que le facteur total pourrait être de l'ordre de 1,45 en considérant les abondances des différents noyaux dans la Galaxie.

1.1.3 Propagation

L'Univers est en partie opaque aux rayons γ : lors de leur propagation, ils subissent des processus d'absorption, le principal étant la création de paires électron-positron qui intervient

lors de l'interaction avec les champs de rayonnement de l'Univers : $\gamma\,\gamma_{\text{fond}} \rightarrow e^+\,e^-$. La section efficace de ce processus est décrite par la formule de Bethe-Heitler (Heitler, 1954) :

$$\sigma(E,\epsilon) \simeq 1{,}25 \cdot 10^{-25}\left(1-\beta^2\right)\cdot\left[2\beta\left(\beta^2-2\right)+\left(3-\beta^4\right)\times\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)\right]\ \text{cm}^2\ , \tag{1.14}$$

avec $\beta = \sqrt{1-(m_e c^2)^2/E\epsilon}$, où m_e est la masse de l'électron, E l'énergie du photon incident et ϵ l'énergie du photon du fond. La section efficace est maximale lorsque ϵ (eV) $\simeq$ 500 GeV/E (GeV). Ainsi, pour un rayon γ tel que $E = 1$ TeV, σ sera maximale si $\epsilon \simeq 0{,}5$ eV (énergie correspondant au champ de photons de l'infrarouge proche). Le fond de lumière extragalactique (*Extragalactic background light*, ou EBL) aux longueurs d'onde de l'optique et de l'infrarouge est la somme de la lumière des étoiles émise par les galaxies au cours de leur histoire cosmologique, et d'éventuelles autres contributions (comme la lumière émise par des étoiles primordiales avant que les galaxies ne se forment) (voir page 27, et Gould et Schréder 1967). Le libre parcours moyen des rayons γ dépend ainsi de la densité des photons de l'EBL, et varie en fonction de leur énergie (voir par exemple Coppi et Aharonian 1997), tout en restant supérieur aux distances galactiques. Ce processus d'absorption concerne principalement les sources extragalactiques et les régions où de fortes densités de photons sont attendues.

L'effet de l'absorption des rayons γ sur une source extragalactique est représenté sur la figure 1.3 (Franceschini et al., 2008). Le facteur d'extinction dû à l'EBL est estimé à partir de modèles (la présence de nombreux fonds en avant-plan ne permet pas de détecter directement la distribution du fond infrarouge extragalactique) basés sur la formation hiérarchique des structures. Plus l'énergie du photon incident est élevée, plus le facteur d'extinction est important. Ceci a pour effet de rendre plus mou le spectre de la source observée. L'atténuation observée dans les spectres de rayons γ sur les blazars (voir page 15) a permis de placer des contraintes sur l'EBL : Aharonian et al. (2006b) ont ainsi montré que la densité de l'EBL aux longueurs d'onde optique et infrarouge proche était inférieure aux premiers modèles développés, et en accord avec la lumière émise par les galaxies décomptées dans l'Univers. Ce résultat est confirmé par d'autres observations (Mazin et Raue 2007, Albert et al. 2008b).

1.2 Sources de rayons γ

Les rayons γ de très haute énergie étant produits par des rayons cosmiques (RC) de très haute énergie, les sources de rayons γ sont souvent associées à des sites d'accélération de RC. Des sources actives et passives peuvent être ainsi distinguées : tandis que les premières sont le siège d'une accélération de RC, les secondes sont des cibles pour les RC parcourant la Galaxie, ou accélérés à proximité. Les sources passives se présentent la plupart du temps sous la forme d'émissions diffuses, et seront plus particulièrement présentées dans le paragraphe 1.2.4. Notons qu'à l'inverse du domaine des rayons γ de haute énergie (30 MeV$\lesssim E_\gamma \lesssim$ 30 GeV), les sources actives dominent l'émission diffuse galactique dans le domaine des très hautes énergies.

Parallèlement au développement de nouvelles techniques d'observation (qui seront abordées dans le chapitre 4), le catalogue des sources de l'astronomie γ de très haute énergie a évolué très

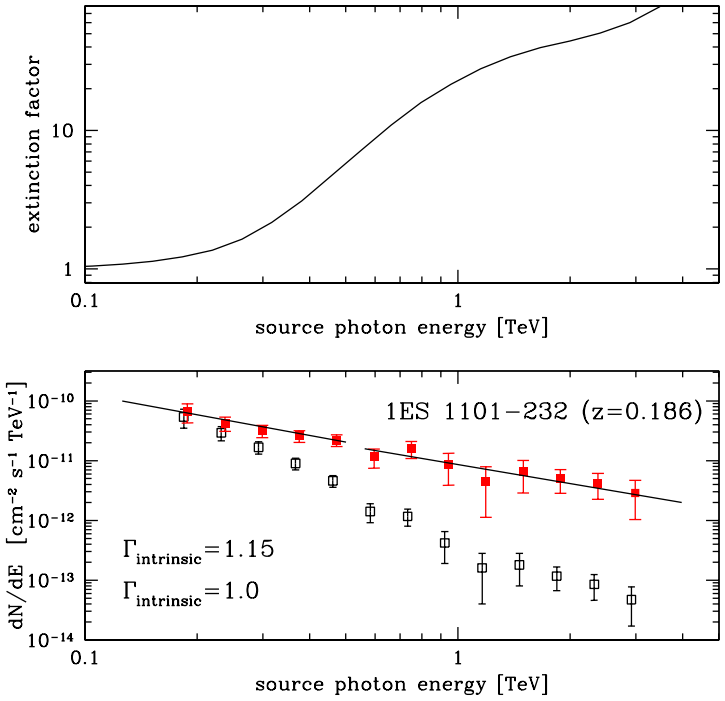


FIGURE 1.3 – *Effet de l'absorption des rayons γ par création de paires sur le spectre d'une source extragalactique : le blazar 1ES1101-232.* (Haut) *: correction spectrale apportée due à l'absorption des rayons γ ;* (bas) *: spectres observé (carrés noirs vides) et corrigé de l'effet d'absorption (carrés rouges pleins). Les valeurs* Γ *correspondent au meilleur ajustement du spectre reconstruit (figure tirée de Franceschini et al. 2008).*

rapidement ces dernières années : une centaine de sources sont actuellement identifiées [3]. Les différentes classes d'objets observés peuvent être réparties en deux catégories : les objets galactiques et extragalactiques (outre les émissions diffuses). Des revues récentes de l'astronomie γ sont présentées par Aharonian et al. (2008c), de Angelis et al. (2008) et Hinton et Hofmann (2009), et plus particulièrement pour les sources galactiques par Renaud (2009). Une présentation des principales classes d'objets est proposée ci-dessous.

1.2.1 Sources galactiques

Les sources galactiques de rayons γ de très haute énergie qui ont été identifiées sont la plupart du temps associées à l'évolution d'étoiles massives : l'effondrement gravitationnel d'une étoile dont la masse est supérieure à $\sim$8 $M_\odot$ conduit à la formation d'une étoiles à neutrons, ainsi qu'à l'éjection des couches supérieures de l'étoile (supernova gravitationnelle). Il existe également des supernovae thermonucléaires, issues de systèmes binaires. Elles sont créées suite à l'accrétion par une naine blanche de la matière en provenance de son compagnon. D'autre part,

3. Une revue des sources au TeV à l'échéance 2007 est présentée par Hinton (2007), tandis que deux catalogues mis à jour se trouvent aux adresses suivantes : http://www.mppmu.mpg.de/~rwagner/sources/ et http://tevcat.uchicago.edu/.

les sources galactiques de rayons γ sont susceptibles d'être associées aux sites d'accélération des rayons cosmiques parcourant la Galaxie (dont l'origine n'est pas encore arrêtée). La forme de leur spectre en énergie et la présence d'émissions à d'autres longueurs d'onde (typiquement en rayons X et radio) permettent de différencier les processus faisant intervenir des hadrons ou des électrons.

Restes de supernovae en coquille. La matière éjectée dans le milieu interstellaire lors de l'explosion d'une supernova (gravitationnelle ou thermonucléaire) crée une onde de choc. Cette dernière est invoquée comme étant l'un des sites principaux où s'effectue l'accélération des rayons cosmiques (une revue des mécanismes d'accélération des RC grâce aux ondes de chocs est présentée par Malkov et O'C Drury 2001). L'émission de rayons γ est ainsi localisée en périphérie du reste de supernova. Les restes de supernovae sont des objets étendus, leur morphologie a pu être étudiée en détails à très haute énergie avec l'arrivée de la dernière génération de télescopes atmosphériques. Citons trois exemples caractéristiques de cette classe d'objets détectés par H.E.S.S. : RX J1713.7-3946 (Aharonian et al., 2006a), RX J0852.0-4622 aussi appelée Vela Junior (Aharonian et al., 2005) et SN 1006 (Acero et al., 2010).

Pulsars et nébuleuses de pulsars. Un pulsar est une étoile à neutrons en rotation rapide (la période de rotation varie entre quelques millisecondes et quelques secondes), formée après l'explosion d'une supernova. Les pulsars sont le siège de champs magnétiques très intenses (jusqu'à 10^{15} G), dont l'axe n'est pas confondu en général avec l'axe de rotation de l'étoile. Des électrons et positrons sont accélérés au niveau de la magnétosphère et rayonnent ainsi par processus synchrotron et Compton inverse. Bien que ~1900 pulsars aient été détectés [4] (Manchester et al., 2005), aucune émission de rayons γ de très haute énergie n'a été observée jusqu'ici. D'autre part, les pulsars émettent des vents violents sous forme d'énergie électromagnétique, qui interagissent avec les restes de l'explosion de la supernova (Kennel et Coroniti, 1984) : il s'agit des nébuleuses de pulsars (*Pulsar wind nebulae*, PWNe, aussi appelées plérions). L'onde de choc permet d'accélérer les électrons et les positrons jusqu'à de très hautes énergies. Le premier plérion à avoir été observé au TeV est la nébuleuse du Crabe. Le Crabe est la source de rayons γ dont le flux est a priori stable au cours du temps la plus brillante du ciel, et présente l'avantage de pouvoir être vue depuis les deux hémisphères. Elle est ainsi devenue la chandelle standard pour le domaine de l'astronomie γ (Aharonian et al., 2006f; Celik, 2008; Albert et al., 2008c). Les plérions représentent la population d'objets galactiques la plus large détectée par H.E.S.S., et sont principalement des sources étendues.

Systèmes binaires. Des sources beaucoup plus compactes que les restes de supernovae peuvent également être des sites d'accélération de rayons cosmiques : par exemple les systèmes binaires où l'un des compagnons est un objet très compact (une étoile à neutrons ou un trou noir). L'objet compact accrète de la matière arrachée à son étoile compagnon, ou bien interagit avec un disque de matière circumstellaire. Ce type de systèmes binaires est observé également en rayons X, car les processus d'accrétion chauffent la matière, qui rayonne thermiquement. Lorsque l'objet compact est un pulsar, les mécanismes d'accélération des rayons cosmiques sembleraient être proches de ceux observés dans les plérions : le vent d'électrons émis par le pulsar interagit avec le vent de matière issu de l'étoile compagnon (un exemple est donné par le système PSR B1259-63, dont la période de rotation est de 3,4 ans, Aharonian et al. 2009d). Dans le cas d'un trou noir, le processus d'accrétion conduit à la formation d'un disque autour

4. Un catalogue des pulsars peut être trouvé sur la page : http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/.

de ce dernier, et à l'émission de deux jets collimés de matière. Les chocs associés à ces jets permettent d'accélérer des rayons cosmiques. Ces systèmes ont été baptisés microquasars par Mirabel et Rodríguez (1994), en raison de leurs similitudes avec les quasars (voir page 15). Un exemple d'émission au TeV est donné par Cyg X-1 dont la période orbitale est de 5,6 jours (Albert et al., 2007). Les systèmes binaires sont des sources ponctuelles et variables.

Sources non-identifiées. Environ un tiers des sources galactiques de rayons γ de très haute énergie ne sont pas identifiées [5] (Hinton et Hofmann, 2009). Un bon nombre d'entre elles n'ont pas de contreparties observées à d'autres longueurs d'onde. Les questions sous-jacentes sont les suivantes : (i) Ces sources représentent-elles une nouvelle classe d'objets ? (ii) L'émission de rayons γ est-elle de type hadronique ou de type leptonique ? (iii) Sont-ce des sources actives ou passives ? La distribution des sources non-identifiées présente les mêmes caractéristiques que celle des sources identifiées. De plus, certaines sont ponctuelles, d'autres étendues. Gallant (2007) suggère par exemple que certaines d'entre elles sont associées à des nébuleuses de pulsars. Ceci a été confirmé pour HESS 1813-178, pour laquelle une émission X a été détectée après l'identification au TeV (Helfand et al., 2007).

1.2.2 Sources extragalactiques

Les sources extragalactiques détectées sont actuellement toutes des noyaux actifs de galaxie, à l'exception d'une galaxie à flambées d'étoiles. Le domaine extragalactique est limité par l'absorption des rayons γ de très haute énergie par les processus de création de paires : la source la plus lointaine observée a un décalage vers le rouge de $z = 0{,}536$. Le rayonnement γ extragalactique signe la présence de processus nécessairement non-thermique et très énergétique, le flux variant avec le carré de l'inverse de la distance de l'objet.

Noyaux actifs de galaxie. Certaines galaxies hébergent un trou noir super-massif (de 10^5 à 10^{10} $M_\odot$) en leur centre. L'accrétion de matière sur ce trou noir peut conduire à l'émission de jets bipolaires relativistes : ce sont des noyaux actifs de galaxie (*Active Galactic Nuclei*, ou AGN). L'apparence des AGNs est fortement liée à l'orientation de l'observateur par rapport aux jets (voir par exemple Superina 2008 et Lenain 2009). L'unification des différents objets fut proposée par Antonucci (1993) et Urry et Padovani (1995). Lorsqu'un jet d'un AGN est orienté à moins de 10° de la direction d'observation, l'objet est appelé blazar. Les blazars sont parmi les objets les plus nombreux et les plus brillants observés au TeV. Les processus d'accélération de rayons cosmiques ont lieu dans les jets, ainsi que la production de rayons γ de très haute énergie. Les blazars sont observés à différentes longueurs d'ondes (e.g. rayons X, radio), ceci permet d'étudier la nature hadronique ou leptonique de l'origine des rayons γ. La question n'est toujours pas tranchée. Une trentaine de blazars a été détectée au TeV [6], uniformément répartie sur l'ensemble du ciel. Une caractéristique commune à tous les blazars est la variabilité de leur flux. Les objets les plus étudiés sont Mkn 421, Mkn 501, PKS 2155-304 et 1ES 1959+650. Leurs flux varient sur toutes les longueurs d'ondes, et sur toutes les échelles de temps (voir par exemple l'éruption de PKS 2155-304 observée en 2006 par H.E.S.S., Aharonian et al. 2007).

5. Le catalogue des sources non-identifiées observées par H.E.S.S. est présenté par Aharonian et al. (2008b) et mis à jour par Tibolla et al. (2009).

6. Voir le catalogue TevCat, cf. page 13.

Le noyau actif de galaxie le plus lointain ayant été détecté au TeV – par MAGIC – est 3C 279 (Teshima et al., 2008). 3C 279 n'est pas de type BL Lac [7], comme le sont la plus grande majorité des AGNs détectés au TeV, mais de type FSRQ [8]. Son décalage vers le rouge vaut $z = 0{,}536$. Il a été utilisé en particulier pour placer des contraintes sur l'EBL (Albert et al., 2008b).

Galaxies à flambées d'étoiles. Les galaxies à flambées d'étoiles présentent de forts taux d'explosion de supernovae, susceptibles d'accélérer des rayons cosmiques. Ainsi les flux intenses de rayons cosmiques, associés à de fortes densité de gaz, peuvent donner lieu à une émission de rayons γ de très haute énergie. Cela a été observé pour la première fois par H.E.S.S. pour la galaxie NGC 253, qui est la source la plus faible détectée actuellement au TeV (Acero et al., 2009).

Amas de galaxies. Les amas de galaxies sont les plus grandes structures liées gravitationnellement dans l'Univers. Ils devraient contenir une population de rayons cosmiques de très haute énergie, produits par les processus d'accrétion lors de la formation de l'amas ou les explosions de supernovae dans les galaxies. L'émission de rayons γ serait ainsi issus de l'interaction de ces rayons cosmiques avec la matière environnante, le fond diffus cosmologique ou les champs magnétiques (Blasi et al., 2007). Sept amas ont été observés par H.E.S.S., MAGIC et VERITAS, et aucun signal n'a été détecté.

Les sursauts gamma. Les sursauts gamma (*Gamma Ray Burst*, ou GRB) sont des éruptions brèves (~0,1 - ~100 s) et intenses de rayons γ de basse énergie et de rayons X durs. Leur nature est discutée, néanmoins, ils sont interprétés comme étant le résultat de la coalescence de deux objets massifs (par exemple des étoiles à neutrons), ou de l'effondrement d'une étoile très massive (Mészáros, 2006). Actuellement aucun GRB n'a été détecté à très haute énergie.

1.2.3 Les sources en résumé

La plupart des sources présentent un spectre en énergie qui peut être ajusté par une loi de puissance dont l'indice varie entre 1,7 et 3,1 pour les sources galactiques, et entre 1,9 et 4,0 pour les sources extragalactiques (Aharonian et al., 2008c). L'indice moyen des sources galactiques vaut 2,3 (Aharonian et al., 2006g). Les flux intégrés au-delà de 1 TeV varient entre quelques milli-Crabe et ~10 Crabe (le « Crabe » étant le flux de la nébuleuse du Crabe, utilisée comme chandelle standard pour le ciel γ, intégré au-delà de 1 TeV – soit ~$2{,}3 \cdot 10^{-11}$ cm^{-2}s^{-1}, Aharonian et al. 2006f). La figure 1.4 représente l'ensemble des sources détectées en 2008 en coordonnées galactiques : la majorité des sources est située dans le plan galactique. La cartographie de la partie interne du plan galactique réalisée par H.E.S.S. est également représentée, elle illustre la variété de la morphologie des sources observées.

Le ciel n'a été que partiellement observé par les expériences à effet Cherenkov atmosphérique. En effet, ce sont ces dernières qui permettent actuellement d'atteindre les meilleures sensibilités, mais elles ont un champ de vue restreint (voir le chapitre 4). Il faut ainsi s'attendre à une extension du catalogue dans les années qui viendront.

7. Le nom BL LAC est donné aux objets partageant les propriétés de l'objet BL Lacertæ.
8. FRSQ : *Flat spectrum radio quasar*.

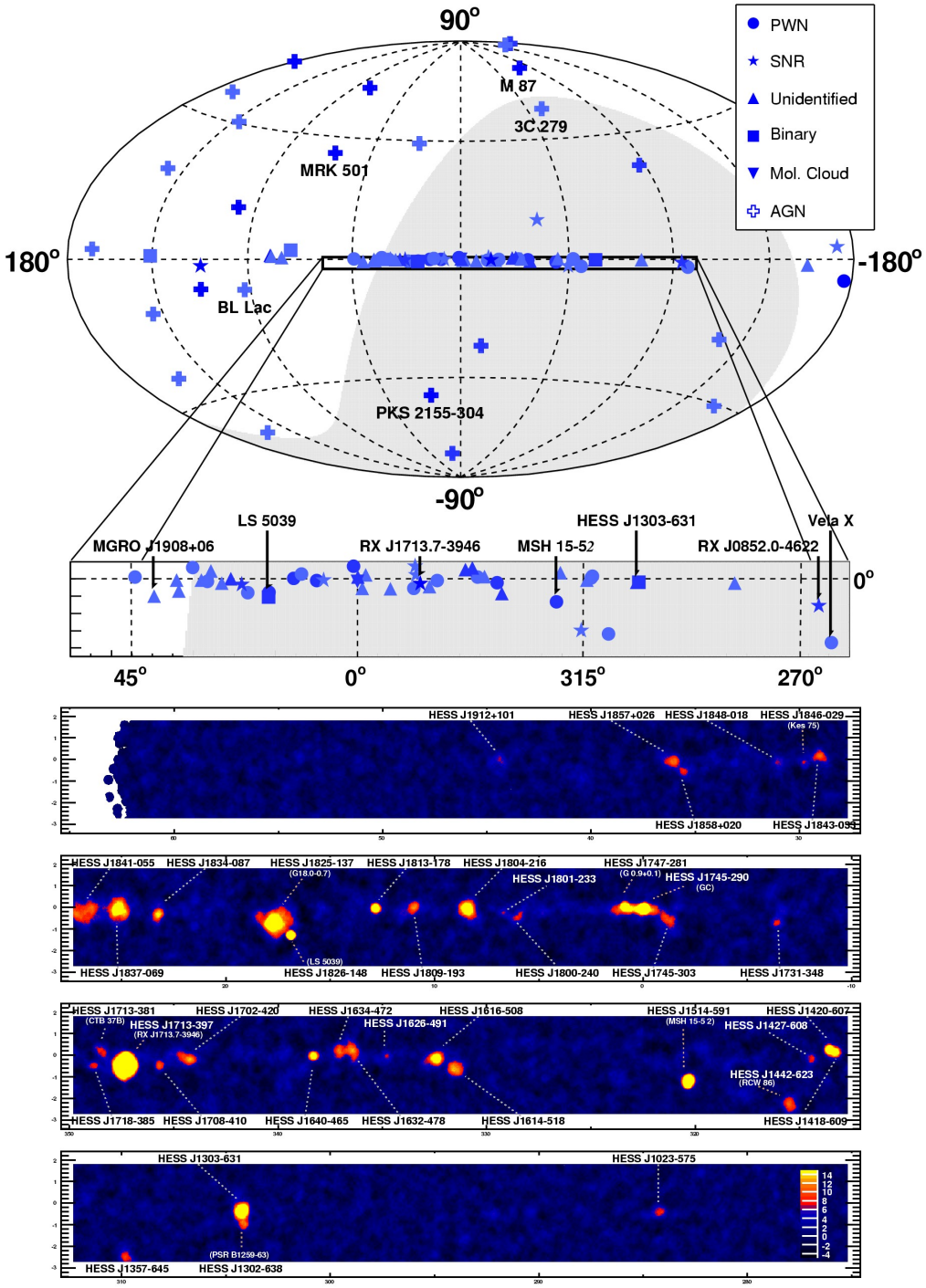
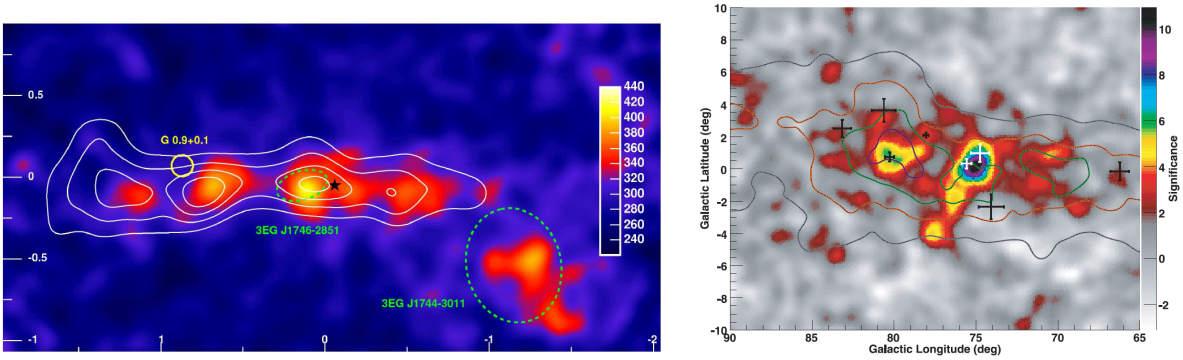


FIGURE 1.4 – (Haut) *: catalogue des sources de rayons γ de très haute énergie représenté en coordonnées galactiques, en projection Hammer-Aitoff (voir page 145).* (Bas) *: plan de la Voie Lactée vu en rayons γ de très haute énergie avec le réseau de télescope H.E.S.S. (voir le chapitre 4, figure tirée de Hinton et Hofmann 2009).*



(a) Région du centre galactique. (b) Région du Cygne.

FIGURE 1.5 – (a) *Carte de l'émission de rayons γ de très haute énergie dans la région du centre galactique, en cordonnées galactiques. Les sources ponctuelles ont été soustraites. L'échelle de couleurs indique le nombre de photons mesuré par l'expérience H.E.S.S., les contours blancs tracent la densité du gaz moléculaire, et l'étoile la position du centre galactique (figure issue de Aharonian et al. 2006c).* (b) *Carte de la région du Cygne en rayons γ de très haute énergie réalisée par l'expérience Milagro, en coordonnées galactiques. L'échelle de couleurs représente la significativité du signal. Les contours indiquent la densité de matière et les croix sept sources observées par le satellite EGRET (figure issue de Abdo et al. 2007).*

1.2.4 Les émissions diffuses

Les émissions diffuses sont principalement de nature passive : des rayons cosmiques se propageant dans la Galaxie interagissent avec la matière interstellaire et produisent des rayons γ de très haute énergie (via des processus hadroniques et électroniques selon la nature des rayons cosmiques). Il est possible de distinguer trois types d'émissions diffuses :

(i) **Les nuages moléculaires.** Les nuages moléculaires géants situés à proximité de sites d'accélération de rayons cosmiques sont des sources potentielles de rayons γ de très haute énergie (Aharonian, 2001). H.E.S.S. a pu mettre en évidence une émission en provenance de nuages moléculaires proches du centre galactique (dans la région entre $|l| < 0{,}8°$ et $|b| < 3°$, Aharonian et al. 2006c). La figure 1.5 de gauche présente une cartographie des événements détectés et de la densité moléculaire du gaz. Le spectre en énergie de l'ensemble de la région peut être ajusté par une loi de puissance d'indice $\Gamma \simeq 2{,}3$. Deux scénarios sont proposés pour expliquer cette émission. Le premier envisage une production hadronique, il requiert la présence d'un accélérateur jeune ($\lesssim$ 10 000 ans) de rayons cosmiques. Le deuxième scénario avance une origine leptonique et nécessite la présence de plusieurs accélérateurs à proximité des nuages. L'expérience Milagro a observé un comportement similaire dans la région du Cygne (Abdo et al., 2007), il a également été suggéré que cette émission est due à la propagation de rayons cosmiques (électrons ou hadrons) dans des nuages moléculaires. Cette région est représentée sur la figure 1.5 à droite.

(ii) **L'émission diffuse galactique.** La matière interstellaire est principalement répartie le long du plan galactique (voir le paragraphe 1.3.2), une émission diffuse de rayons γ concentrée autour de cette région est ainsi attendue. L'expérience Milagro a mis en évidence une émission diffuse, dont l'énergie moyenne est de ~15 TeV, le long du plan galactique pour des longitudes comprises entre $l \in [30°; 110°]$ et $l \in [136°; 216°]$, et des latitudes telles

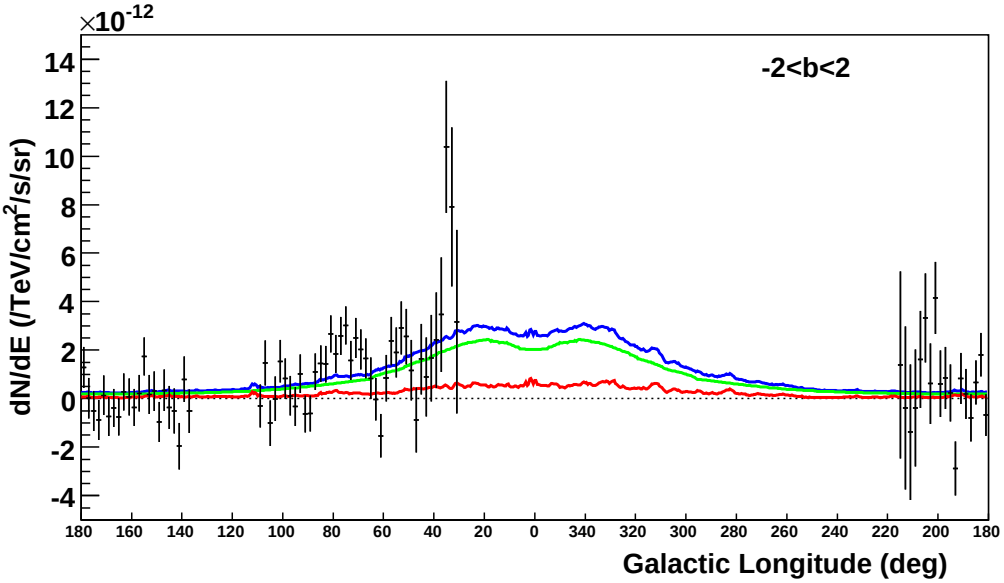


FIGURE 1.6 – *Profil longitudinal de l'émission de rayons γ d'énergie proche de 15 TeV, observée par l'expérience Milagro. Les prédictions du modèle GALPROP « optimisé » sont également tracées : la courbe rouge présente la contribution des pions neutres, la courbe verte l'émission Compton inverse des électrons, et la courbe bleue la somme de ces deux contributions. L'excès observé pour les longitudes $l \in [65°; 85°]$ correspond à la région du Cygne et est présenté dans le paragraphe 1.2.4-(i) (figure tirée de Abdo et al. 2008).*

que $b \in [-10°; 10°]$ (Abdo et al., 2008). Il semble actuellement difficile de conclure sur l'origine hadronique ou leptonique de cette émission : les processus Compton inverse et de production de pions neutres sont tous deux en mesure de reproduire les résultats (Abdo et al., 2008). La figure 1.6 présente les données mesurées par Milagro. Elles sont ajustées par différents modèles de production de rayons γ au GeV devenus obsolètes désormais. En effet, ces modèles étaient en concordance avec les données du satellite EGRET (Hunter et al., 1997), récemment invalidées par les observations du satellite Fermi-LAT (Abdo et al., 2009a).

(iii) **L'émission diffuse extragalactique.** Une émission diffuse extragalactique a été détectée aux énergies de l'ordre du GeV (Abdo et al., 2010d), mais pas encore pour les très hautes énergies. Il pourrait s'agir de la contribution de sources extragalactiques non résolues, telles que les blazars, les amas de galaxies ou les galaxies à flambées d'étoiles. Cependant, l'horizon des rayons γ de très haute énergie étant plus faible que celui des γ de haute énergie (voir le paragraphe 1.1.3, et Coppi et Aharonian 1997), moins de sources sont susceptibles de contribuer à un fond diffus extragalactique de rayons γ de très haute énergie.

1.3 L'émission diffuse du GeV au TeV

Les rayons cosmiques accélérés par les différentes sources présentées dans le paragraphe 1.2.1 se propagent dans le milieu interstellaire, et restent confinés dans la Galaxie sous l'action des

champs magnétiques (voir par exemple Maurin et al. 2002). Cette « mer » de rayons cosmiques baigne le milieu interstellaire, peut y interagir et conduire à la production de rayons γ de très haute énergie.

L'étude du rayonnement γ diffus permet ainsi d'étudier les sites d'accélération, la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie, et la distribution de la matière. Ceci est rendu possible non seulement grâce à l'analyse de la cartographie du rayonnement γ, mais aussi en se penchant sur le spectre de cette émission. À titre d'exemple, supposons que les rayons γ soient uniquement produits par des processus hadroniques. Il a été vu (cf. page 16) que le spectre moyen des sources galactiques de rayons γ suit une loi de puissance dont l'indice est de ~2,3 (ceci étant appuyé par les modèles théoriques). Le spectre des hadrons accélérés devrait alors suivre la même loi de puissance (voir le paragraphe 1.1.2). Une émission diffuse en provenance d'un nuage moléculaire situé à proximité d'une source présenterait ainsi un spectre dont l'indice serait proche de 2,3. Un comportement de ce type a notamment été observé par H.E.S.S. dans la région du centre galactique (voir le paragraphe 1.2.4-(i)). En revanche, lors de la propagation, la distribution en énergie des rayons cosmiques est modifiée par les processus de diffusion (Hillas, 2005) : le spectre des hadrons mesuré sur Terre est décrit par une loi de puissance d'indice ~2,7 (voir la figure 1.7). On s'attend ainsi à ce que le spectre du rayonnement γ diffus issu de l'interaction des rayons cosmiques propagés avec la matière interstellaire suive une loi de puissance d'indice ~2,7. En somme, si une émission diffuse est observée, la valeur de l'indice du spectre en énergie pourra nous permettre d'identifier l'origine du rayonnement cosmique qui parcourt la matière interstellaire concernée. Si l'indice est proche de ~2,7, il s'agira des rayons cosmiques se propageant dans la Galaxie, en revanche, pour un indice proche de ~2,3, cela sera le signe de la présence d'une source de rayons cosmiques à proximité.

Dans ce paragraphe, les différents ingrédients entrant en jeu dans la description de l'émission diffuse de rayons γ de très haute énergie vont être présentés. En premier lieu, les propriétés de la « mer » de rayons cosmiques qui baigne la Galaxie seront exposées. Puis nous donnerons un aperçu de la structure du milieu interstellaire galactique. Enfin, après avoir rappelé les résultats des observations réalisées à plus basse énergie (de l'ordre du GeV), nous discuterons de l'extension des modèles d'émission diffuse vers les très hautes énergies.

1.3.1 Distribution des rayons cosmiques

Le rayonnement cosmique fut mis en évidence dès 1912 par le physicien autrichien Victor F. Hess, lors d'une série d'expériences visant à mesurer le taux d'ionisation de l'air en fonction de l'altitude (Hess, 1912). Ce rayonnement joua un rôle primordial dans le cadre de la physique des particules, permettant entre autres la découverte de nouvelles particules (comme les positrons, les pions ou les kaons). L'origine du rayonnement cosmique est encore discutée, il est cependant admis qu'elle soit galactique, exception faite des rayons cosmiques de très haute énergie ($E \sim$ PeV) qui pourraient être issus de sources extragalactiques.

Composition du rayonnement cosmique

La composition du rayonnement cosmique pour des énergies allant jusqu'à $\sim 10^{14}$ eV est mesurée grâce à des expériences embarquées sur des ballons ou des satellites, qui effectuent une détection directe des particules. À plus haute énergie, les flux deviennent trop faibles, il est alors nécessaire de recourir aux expériences au sol dont la surface de collection peut atteindre quelques milliers de km^2 (par exemple, l'expérience AUGER recouvre une surface de 3000 km^2, Abraham et al. 2004). L'abondance relative des éléments détectés suit approximativement celle des éléments présents dans notre système solaire (Hörandel, 2008). Environ 87% des ions mesurés sont des protons, et 12% sont des noyaux d'hélium. Les noyaux plus lourds ne représentent qu'un pour cent du flux total mesuré. Ainsi, bien que les abondances relatives des rayons cosmiques dont le numéro atomique est supérieur à deux soient porteurs d'informations sur les processus de propagation, nous ne nous intéresserons qu'aux protons et aux noyaux d'hélium. Leurs spectres mesurés par les expériences embarquées sont présentés sur la figure 1.7. Ils peuvent être ajustés par des lois de puissance d'indice ~2,75 sur environ cinq ordres de grandeur en énergie.

Des électrons et positrons cosmiques sont également mesurés au voisinage de la Terre, dont le flux à 10 GeV est le centième de celui des protons. Leur spectre en énergie est plus mou que celui des protons. Il peut être décrit par une loi de puissance pour les hautes énergies : l'indice entre 7 GeV et 1 TeV est évalué à ~3,1 (Fermi LAT collaboration, 2010). Une coupure est observée au-delà de 900 GeV, l'indice passe alors à 4,1 (Aharonian et al. 2009c, voir également page 91).

La propagation des rayons cosmiques

La compréhension de la physique du rayonnement cosmique ne peut se soustraire à une description de la propagation des particules dans la Galaxie. En effet, les particules chargées interagissent avec les champs magnétiques présents dans la Galaxie, et perdent toute information de direction. Les flux de rayons cosmiques détectés sur Terre sont ainsi isotropes. S'intéresser à la propagation, c'est aussi se pencher sur les interactions encourues par les rayons cosmiques avec la matière interstellaire (spallation, pertes par ionisation…) ou les champs magnétiques, mais également satisfaire les observations des produits secondaires d'interaction (rayonnement γ, synchrotron…).

La propagation peut être perçue comme un processus de diffusion (Berezinskii et al., 1990) : les particules se déplacent en suivant une marche aléatoire dans les champs magnétiques réguliers et irréguliers du milieu interstellaire, et sont confinées dans un volume centré sur le disque galactique, dont elles peuvent s'échapper (Cesarsky, 1980). L'équation complète de la diffusion (voir par exemple Strong et al. 2007) ne peut être résolue analytiquement pour le cas le plus général. Plusieurs approximations peuvent cependant être adoptées pour simplifier le problème, et parvenir à une équation solvable qui décrive les principales observables (e.g. Maurin 2001 et Putze 2009). Le code de propagation public GALPROP effectue une résolution numérique de l'équation complète (Strong et Moskalenko, 1998), tandis que le code USINE opte pour une approche semi-analytique (Maurin et al., 2010b). Ces deux codes émettent l'hypothèse de stationnarité,

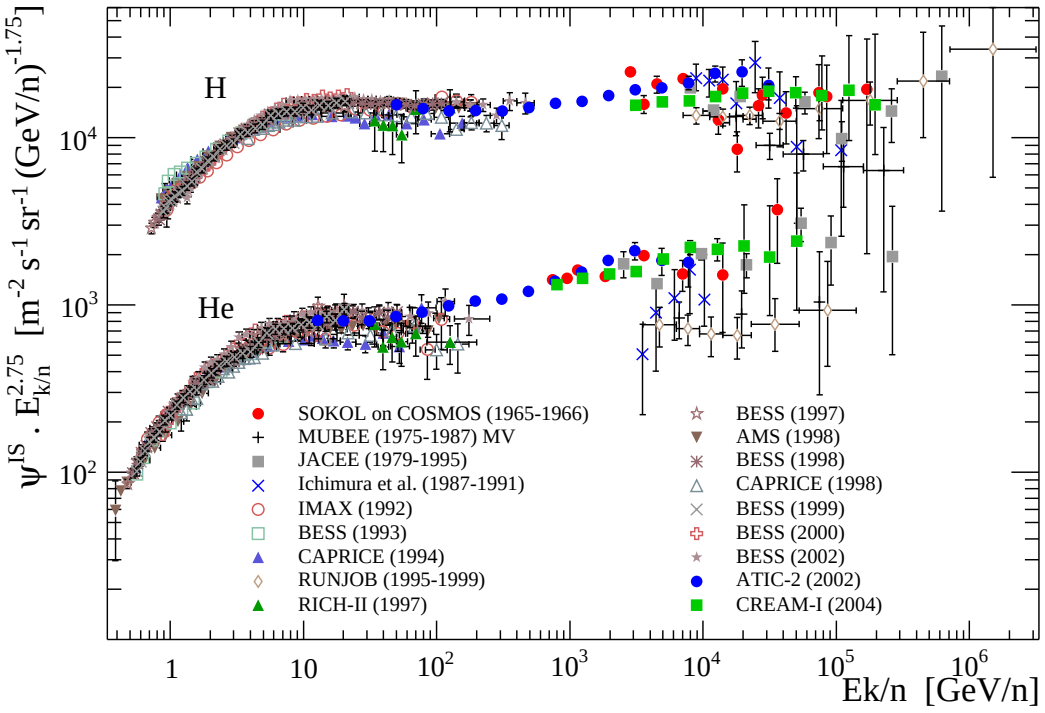


FIGURE 1.7 – *Compilation des mesures de flux des protons et des noyaux d'hélium, représentées en fonction de l'énergie par nucléon. Le flux est multiplié par une loi de puissance d'indice* 2,75. *Seules les expériences effectuant une détection directe sont représentées (courtoisie de David Maurin)*

justifiée par le fait que le temps de résidence dans la Galaxie est suffisamment grand devant la périodicité d'apparition des sources pour pouvoir considérer un flux homogène de rayons cosmiques dans la Galaxie (voir par exemple Dragicevich et al. 1999 pour le taux de supernovae dans la Voie Lactée). Le terme source de l'équation de diffusion ne dépend ainsi ni du temps ni de l'espace.

Soulignons que la propagation entraine une distorsion du spectre d'injection des particules. Pour les protons, les processus de spallation, de pertes d'énergie et d'échappement de la Galaxie (Yanasak et al., 2001) entrent en jeu, qui varient en fonction de l'énergie de la particule. Le flux de protons peut être modélisé comme étant proportionnel au spectre d'injection pondéré par le temps d'échappement : $\Phi(E) \propto Q(E) \times \tau_{\text{ech}}(E) \propto E^{-2,3}/E^{\delta}$, avec $\delta \sim 0{,}5$ (Longair, 1992b). Les électrons sont quant à eux soumis principalement aux pertes d'énergie (voir le paragraphe suivant), proportionnelles à E^2 (cf. tableau 1.1). Le temps de pertes d'énergie est ainsi $\tau_{\text{pertes}}(E) \propto E \times \mathrm{d}t/\mathrm{d}E \propto 1/E$. En conclusion, pour les deux populations, le spectre des particules propagées est plus mou que celui d'injection.

Granularité spatiale et temporelle

À l'heure actuelle, l'hypothèse de stationnarité est suffisante pour décrire l'ensemble des données des noyaux jusqu'aux très hautes énergies (~PeV) : leurs flux mesurés sur Terre re-

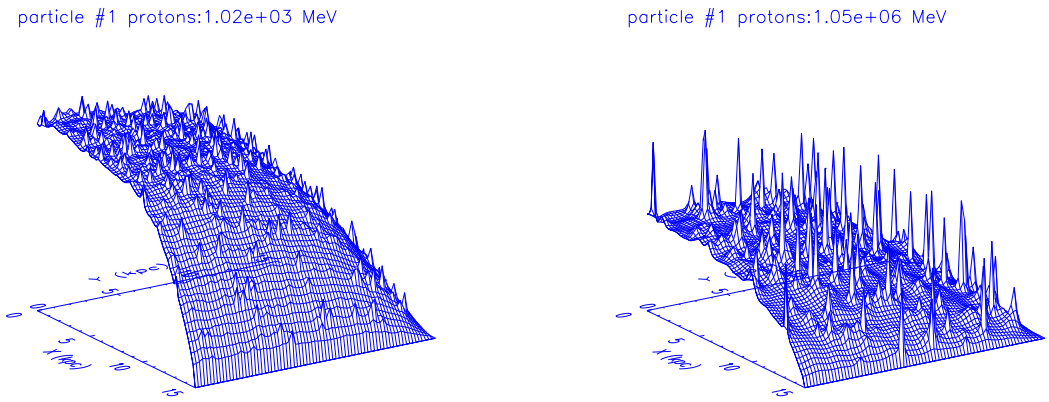


FIGURE 1.8 – *Flux de protons dans un quadran de la Galaxie, pour deux énergies : à gauche $E = 1$ GeV, à droite $E = 1$ TeV (figure issue de Strong et Moskalenko 2001b).*

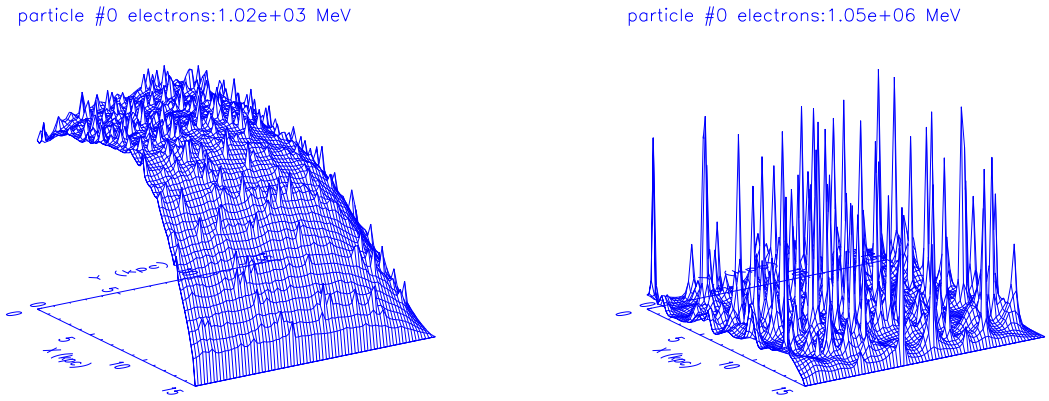


FIGURE 1.9 – *Flux d'électrons dans un quadran de la Galaxie, pour deux énergies : à gauche $E = 1$ GeV, à droite $E = 1$ TeV (figure issue de Strong et Moskalenko 2001a).*

flètent le comportement dans toute la Galaxie. Une modélisation tri-dimensionnelle du flux de protons dans la Galaxie a été réalisée par Strong et Moskalenko (2001b), en considérant un taux d'explosion moyen de supernovae de trois par siècle, et en laissant évoluer le système pendant 10^4 ans. Le résultat est montré sur la figure 1.8 pour un quadran galactique : le flux de protons à 1 GeV (figure de gauche) est relativement homogène, tandis que le flux à 1 TeV (figure de droite) laisse apparaître clairement des excès à proximité des sources, la « mer » de protons étant de moindre intensité. Ainsi, sauf en cas d'association source - nuage moléculaire (le flux de la source dépasse alors le flux de la « mer »), l'approche stationnaire permet de prévoir le flux de protons dans toute la Galaxie, et de prédire l'émission γ qui en découle.

En revanche, pour les électrons et positrons de très haute énergie, cette hypothèse n'est plus valable. Ces derniers sont soumis à des processus de pertes d'énergie lorsqu'ils se propagent depuis leur source dans le milieu interstellaire (voir page 10, les pertes sont dominées par les émissions synchrotron et Compton inverse). Un électron de 1 TeV perd ainsi la moitié de son énergie après avoir parcouru ~300-400 pc (Aharonian et al., 1995) : il en résulte que les leptons détectés sur Terre sont sensibles à l'environnement proche du système solaire. La distribution

des électrons de très haute énergie dans la Galaxie présente une granularité tant spatiale que temporelle : au même titre que pour les protons, une modélisation tri-dimensionnelle du flux des électrons dans un quadran de la Galaxie a été réalisée (cf. figure 1.9, Strong et Moskalenko 2001a). Le taux de supernovae dans la Galaxie (trois par siècle) et la durée d'évolution (10^4 ans) sont identiques à ceux choisis pour les protons. Si à 1 GeV le flux d'électrons est plutôt homogène (figure de gauche), de fortes fluctuations sont observées à 1 TeV et la « mer » d'électrons est pratiquement inexistante (figure de droite). En somme, pour prévoir l'émission de rayons γ de très haute énergie (30 GeV – 30 TeV) émis par les électrons, il est nécessaire de connaître la position des sources relativement au milieu interstellaire, ainsi que leur âge, tandis qu'à haute énergie (30 MeV – 30 GeV) les modèles de propagation stationnaires sont encore valides.

1.3.2 Le milieu interstellaire

La Galaxie est un système auto-gravitant, où les étoiles sont situées dans le milieu interstellaire. Ce dernier est constitué de gaz et de poussières mélangés, et est parcouru par des rayons cosmiques. À cela s'ajoutent un rayonnement électromagnétique et des champs magnétiques. Les champs de photons, le rayonnement cosmique et les champs magnétiques présentent des densités d'énergie moyennes à peu près égales [9], de l'ordre de ~1 eV.cm^{-3}. Le rayonnement cosmique a fait l'objet du paragraphe précédent. La matière interstellaire, les champs de photons et magnétiques vont être respectivement abordés. Une présentation exhaustive du milieu interstellaire est proposée par Lequeux (2002). Nous n'en donnerons qu'un aperçu, tant la discipline est riche !

La matière interstellaire

La Voie Lactée se présente sous la forme d'un disque d'étoiles en rotation, dont le rayon est de l'ordre de 20 kpc. Un système sphéroïde un peu applati englobe ce disque. La matière interstellaire est principalement répartie à proximité du disque, mais également distribuée dans le halo enveloppant la Galaxie. Il sera vu dans le chapitre 2 que la plus grande partie de la masse de la Galaxie est due à de la matière non-lumineuse, la matière noire (dont l'extension spatiale s'étend bien au-delà du halo). Il ne sera fait état que de la composante lumineuse dans ce paragraphe. Cette dernière représente environ 5% de la masse totale des étoiles, soit ~0,5% de la masse totale de la Galaxie. Tous les éléments y sont présents, l'hydrogène figurant majoritairement (~70% de la masse du milieu interstellaire, soit ~90% en nombre de particules). C'est la raison pour laquelle la classification des différentes phases du gaz interstellaire est déterminée par la forme principale qu'y prend l'hydrogène [10] : atomique (H_I), moléculaire (H_2) et ionisée (H_{II}). En première approximation, il est possible de considérer ces trois composantes distinctes,

9. En effet, les différents constituants de la Galaxie interagissent fortement par des transferts d'énergie efficaces. La physique du milieu interstellaire ne peut ainsi se passer de l'influence de chacune de ces composantes.

10. Par définition, le gaz interstellaire neutre désigne le milieu où il n'y a pas de photons d'énergie inférieure à la discontinuité de Lyman de l'hydrogène. Autrement dit, l'hydrogène n'est pas ionisé, néanmoins les éléments plus lourds le peuvent. Le gaz interstellaire neutre est composé de régions où l'hydrogène est respectivement sous forme atomique (H_I) et moléculaire (H_2).

en réalité, elles sont intimement mélangées. Leur répartition en masse et température sont indiquées dans le tableau 1.2. Les sous-classifications seront exposées par la suite.

Milieu		Densité cm^{-3}	Température K	Masse totale $M_\odot$
Atomique (H_I)	Froid	$\simeq 25$	$\simeq 100$	1,5 10^9
	Tiède	$\simeq 0{,}25$	$\simeq 8\,000$	1,5 10^9
Moléculaire (H_2)		$\gtrsim 1\,000$	$\lesssim 100$	10^9 ?
Ionisé	Régions H_{II}	$\simeq 1 - 10^4$	$\simeq 10\,000$	5 10^7
	Diffus	$\simeq 0{,}03$	$\simeq 8\,000$	10^9
	Chaud	$\simeq 6\ 10^{-3}$	$\simeq 5\ 10^5$	10^8 ?

TABLE 1.2 – *Répartition des composantes de la matière interstellaire dans la Galaxie. Les densités moyennes, températures et masses sont indiquées. La détermination reste incertaine (tableau tiré de Lequeux 2002, p. 4).*

La structure de la Galaxie. L'étude de la structure de la Voie Lactée est rendue délicate du fait qu'elle soit observée par la tranche. Il est établi que notre Galaxie est de type spirale, cependant le nombre de bras est encore discuté. Le gaz moléculaire, le gaz ionisé, les étoiles et les poussières sont principalement situés dans les bras, et peuvent être utilisés comme traceurs. Vallée (2008) récapitule les observations disponibles, et propose un modèle cohérent qui en dénombre quatre. Plus récemment, Hou et al. (2009) sont parvenus à compiler les observations des régions H_{II} et des nuages moléculaires géants, ceci est représenté sur la figure 1.10. Leur cartographie s'accorde bien avec la répartition spatiale du gaz atomique (H_I) dans la région périphérique de la Galaxie obtenue par Levine et al. (2006). Cependant, ils ne tranchent pas en faveur d'un nombre particulier de bras. la distribution radiale des différentes composantes de la matière interstellaire dans la Galaxie est présentée sur la figure 1.11. Il apparaît que le gaz ionisé suit approximativement l'extension spatiale du gaz atomique (~20 kpc). En revanche, le gaz moléculaire est concentré dans la région centrale de la Galaxie (~10 kpc, Ferrière 2001).

Le gaz atomique. Le gaz atomique constitue la composante la plus importante du milieu interstellaire, il peut être étudié grâce à trois types de raies spectrales : (i) la raie à 21 cm, qui correspond à la transition entre les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'hydrogène, (ii) les raies de structure fine dans l'infrarouge lointain, caractérisant la transition entre sous-niveaux des atomes, enfin (iii) les raies d'absorption interstellaires dans le visible et le proche ultraviolet, observées dans le spectre des étoiles. La structure du milieu interstellaire atomique est très inhomogène. Deux phases ont été identifiées (Wolfire et al., 2003) : une phase froide et une phase tiède. La première est peu dense et est répartie sur un disque dont la hauteur est de l'ordre de 150 pc, la seconde est plus homogène, et présente une demi-épaisseur moyenne de ~400 pc (Kalberla et Kerp, 2009).

Le gaz moléculaire. Plus de 120 molécules différentes ont été observées dans le milieu interstellaire, la plus grande majorité ayant été découverte récemment par leurs transitions de rotation en ondes radio, millimétriques et centimétriques. Outre la molécule de dihydrogène H_2, citons par exemple CH, CH^+, CN, OH, NH_3, CS ou CO. Elles sont observées au moyen de trois types de transitions : (i) électroniques, (ii) vibrationnelles, et (iii) rotationnelles. Notons que les molécules symétriques, comme H_2, O_2 ou HC≡CH, voient leurs transitions en rotation et en vibration fortement interdites, et sont par conséquent peu étudiées par ces types de transition. Dame et al. (2001) ont réalisé une cartographie des nuages moléculaires dans le plan galactique

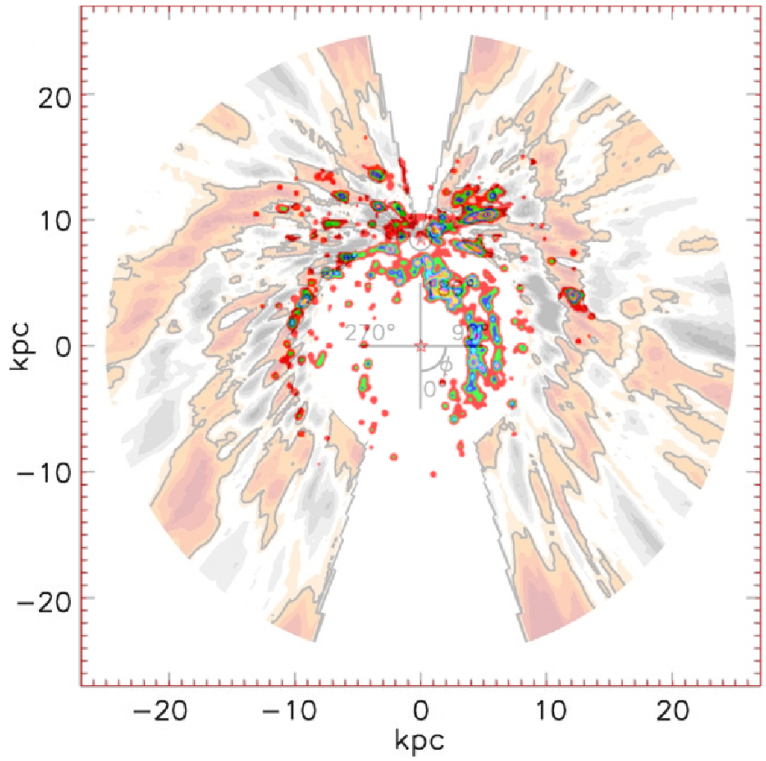


FIGURE 1.10 – *Cartographie de la Galaxie : les nuages moléculaires et les régions de gaz ionisés sont représentés en couleurs vives, les couleurs pâles indiquent la répartition du gaz atomique en périphérie de la Voie Lactée. La structure spirale se dessine, différents bras se distinguant (figure tirée de Hou et al. 2009).*

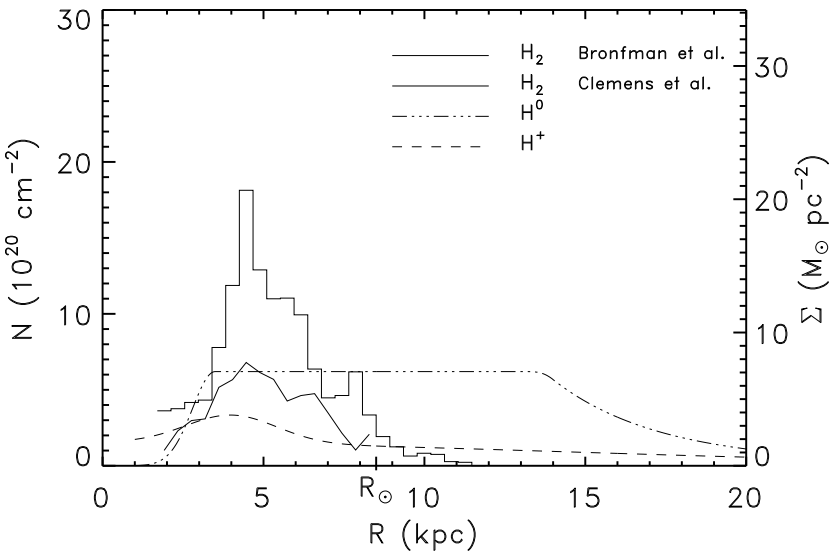


FIGURE 1.11 – *Distribution radiale de la matière interstellaire dans la Galaxie. Le gaz moléculaire est représenté en trait plein, le gaz atomique par une ligne discontinue, et le gaz ionisé par une ligne tiretée (figure tirée de Ferrière 2001).*

en utilisant le traceur CO (transition rotationnelle). Leur résultat présente l'avantage de proposer une vue de l'ensemble du plan galactique.

Le gaz ionisé. Le gaz interstellaire est ionisé sous l'effet du rayonnement ultraviolet lointain émis par les étoiles chaudes, par des rayons X, par des processus collisionnels ou des rayons cosmiques. Trois types de milieux ionisés se distinguent : les régions H_{II} encore appelées nébuleuses gazeuses, le milieu interstellaire ionisé diffus et le milieu interstellaire chaud ($T \gtrsim 10^6$ K). Les régions H_{II} se présentent sous forme de sphères ionisées entourant une étoile chaude ou un amas d'étoiles chaudes. Elles sont observées soit (i) par des émissions continues (comme le rayonnement de freinage thermique, ou le rayonnement issu des processus de recombinaison des électrons avec les ions), soit (ii) par des raies spectrales (comme les raies de recombinaison émises lors de cascades de désexcitation radiative). Les régions H_{II} suivent la distribution des étoiles chaudes qui les ionisent, elles sont situées dans le plan galactique, sur une épaisseur moyenne de 80 pc (Guibert et al., 1978). Le gaz ionisé diffus présente une masse très supérieure à celle des régions H_{II} (voir le tableau 1.2). Il est principalement étudié à l'aide des raies optiques de recombinaison de structure fine. L'échelle de hauteur de cette composante est de l'ordre de ~1 kpc (Reynolds et al., 1995). Enfin, le gaz chaud est à l'origine d'une émission diffuse de rayons X mous. Sa connaissance reste fragmentaire et son origine incertaine.

Les champs de photons

La Galaxie est baignée dans des champs de rayonnement d'origines variées. On distingue d'une part les champs d'origine extragalactique, dont la densité d'énergie est de l'ordre de ~0,26 eV.cm^{-3}. Il s'agit de la somme du rayonnement de corps noir de l'Univers, qui contribue aux longueurs d'ondes millimétriques (*Cosmic Microwave Background*, CMB), et de la lumière en provenance des galaxies et du milieu intergalactique, principalement émise dans l'ultraviolet, l'optique et l'infrarouge (*Extragalactic Background Light*, EBL) (Hauser et Dwek, 2001). Le CMB a été découvert en 1965 par Penzias et Wilson (1965), et a pu être étudié en détails depuis (Scott et Smoot, 2010). L'observation directe de l'EBL est rendue délicate par la présence de nombreux fonds en avant-plan. Le mécanisme d'absorption des rayons γ de haute et de très haute énergie (voir page 11) est ainsi utilisé pour placer des limites supérieures sur sa densité d'énergie (Finke et al., 2010).

D'autre part, des champs de rayonnement sont émis dans la Galaxie par les étoiles et la matière interstellaire. Le rayonnement détecté dans la haute atmosphère terrestre ne reflète qu'en partie les champs présents dans la Galaxie, car il est pollué par différentes émissions (voir pages 92 et 133). Le rayonnement émis dans l'ultraviolet, le visible et l'infrarouge proche est principalement issu des étoiles de la Galaxie, tandis que dans l'infrarouge moyen et lointain, la majorité provient de la diffusion de la lumière des étoiles par les poussières interstellaires. La figure 1.12 montre la distribution de la densité d'énergie des champs de photons mesurés sur Terre. Le champ de rayonnement dans d'autres endroits de la Galaxie ne peut qu'être déduit de modèles (voir par exemple Mathis et al. 1983).

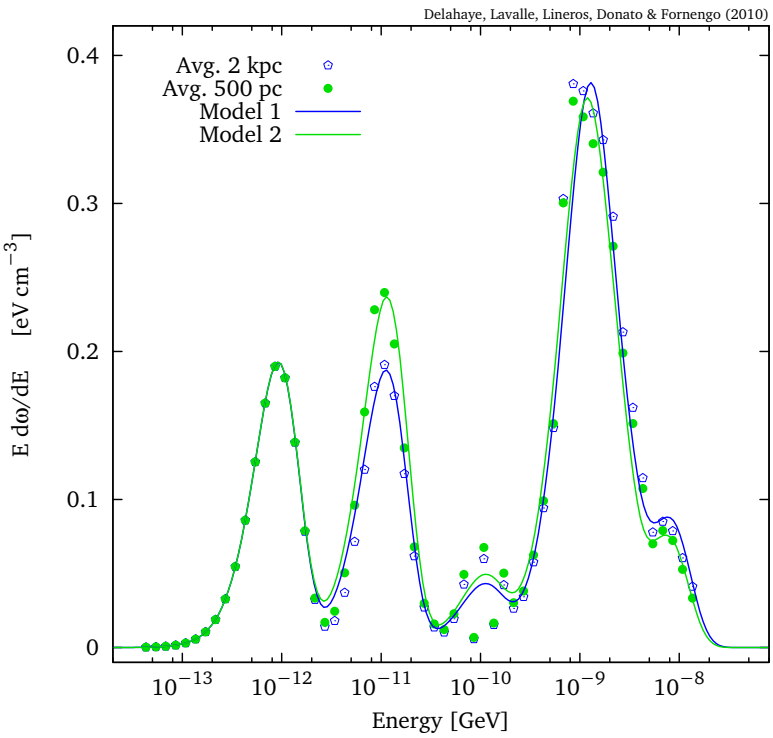


FIGURE 1.12 – *Distribution de la densité d'énergie des champs de photons mesurés à proximité de la Terre, estimée à partir des données de Porter et al. (2008), et moyennée sur deux échelles spatiales différentes (500 pc et 1 kpc). De gauche à droite, les pics correspondent respectivement à la contribution du CMB, de la lumière issue des poussières, et de la lumière émise par les étoiles (figure tirée de Delahaye et al. 2010).*

Les champs magnétiques

Les champs magnétiques sont a priori nécessaires pour comprendre la propagation des rayons cosmiques. Néanmoins, en pratique, il est complexe de relier les deux quantités (les codes de propagation s'en affranchissent en utilisant une approche diffusive). Par soucis de complétude, leur distribution est présentée, cependant il n'en sera pas fait usage par la suite.

Si l'on peut expliquer aujourd'hui comment amplifier ou maintenir les champs magnétiques par des processus impliquant la magnéto-hydrodynamique (MHD), l'origine des premiers champs de l'Univers reste encore un mystère (Widrow, 2002). Ils sont observés au moyen de cinq sondes principales (voir par exemple Beck 2008 et Han 2009) :

- Lorsqu'elle est absorbée ou diffusée par les grains de poussières alignés préférentiellement le long des lignes de champ magnétique, la lumière émise par les étoiles se polarise. Cette méthode permet d'obtenir la distribution moyenne du champ dans l'environnement proche du Soleil (~2-3 kpc).
- La polarisation de l'émission des poussières contenues dans les nuages, qui permet l'étude du champ magnétique aux petites échelles (de ~1 pc à quelques dizaines de pc).
- La séparation sous l'effet Zeeman de raies spectrales permet de mesurer directement l'intensité du champ magnétique.
- L'émission radio synchrotron diffuse émise par les électrons relativistes parcourant la

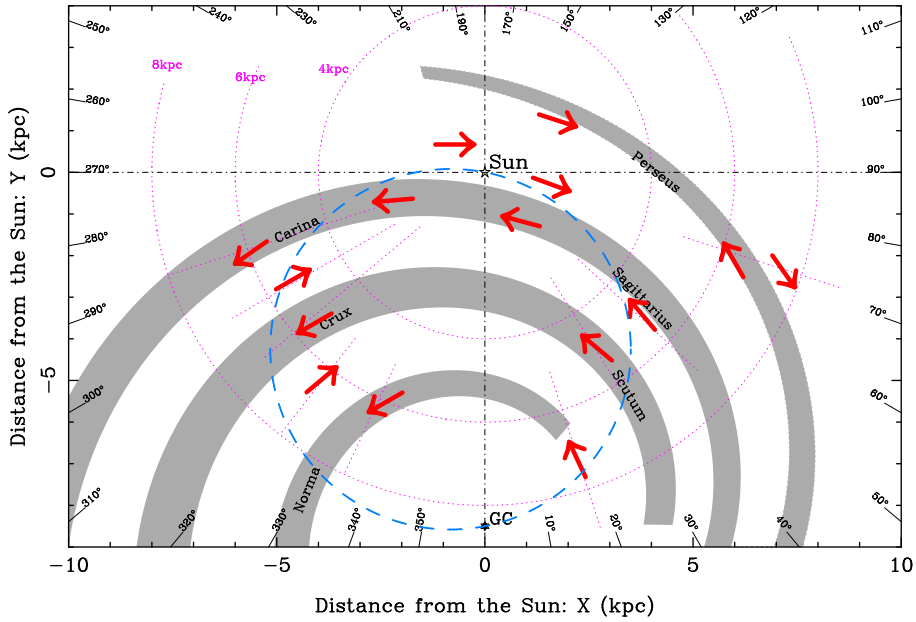


FIGURE 1.13 – *Schéma représentant la direction du champ magnétique ordonné de la Galaxie, obtenu à partir de la rotation Faraday de la lumière émise par les pulsars. Le Soleil (*Sun*) est situé à* 8,5 *kpc du centre de la Galaxie (*GC*) (figure tirée de Han et al. 2006).*

Galaxie. Cette émission offre la possibilité de mesurer la densité numérique d'électrons ainsi que l'intensité totale du champ magnétique.

– Enfin, la rotation Faraday des sources polarisées linéairement (comme les pulsars ou les sources radio extragalactiques) fournit une estimation de la direction et de l'intensité des champs réguliers de la Galaxie.

Le champ magnétique galactique mesuré est composé de parties ordonnées et désordonnées. La composante régulière semble être parallèle à la direction des bras de la Galaxie, orientée dans le sens des aiguilles d'une montre lorsque la Galaxie est vue du pôle nord galactique (Han, 2009), voir la figure 1.13. Dans les régions inter-bras, la direction du champ magnétique semble inversée, et de moindre amplitude, ceci est cependant sujet à discussions. L'intensité du champ régulier à proximité du soleil est estimée à 4 μG à partir des observations de la polarisation de l'émission synchrotron (Beck, 2008), tandis que la rotation Faraday donne une intensité plus faible, de l'ordre de ∼2,1 μG (Han et al., 2006). Les différentes sondes convergent cependant vers une augmentation de l'intensité du champ ordonné lorsque la distance au centre de la Galaxie diminue, variant dans une plage donnée comprise entre ∼2 et ∼10 μG. Ces différentes observations peuvent être expliquées dans la théorie des modèles de dynamo (Brandenburg et Subramanian, 2005). La composante désordonnée du champ magnétique galactique diffus est présente à différentes échelles (de quelques pc à ∼10 kpc). Son intensité est comprise entre 4 et 6 μG (Rand et Kulkarni, 1989).

1.3.3 Modélisation de l'émission diffuse de rayons γ

L'émission de photons issus de l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire peut désormais être discutée. Les processus de production du rayonnement γ diffus font

intervenir :

- d'une part les nucléons circulant dans la Galaxie (cf. p. 20), qui, associés à la matière interstellaire (cf. p. 24) peuvent produire des mésons π^0 et η se désintégrant en γ (cf. p. 10),
- d'autre part les électrons (cf. p. 20), qui perdent de l'énergie en émettant un rayonnement γ soit par processus Bremsstrahlung (cf. p. 7) lors de l'interaction avec la matière interstellaire, soit par diffusion Compton inverse (cf. p. 6) sur les champs de photons de la Galaxie (cf. p. 27).

Une modélisation de l'émission diffuse de rayons γ devra tenir compte de ces différents éléments. La morphologie et la distribution spectrale du signal observé à haute énergie vont être abordés, ainsi que les modèles reproduisant les données. Ceci nous servira de base pour aborder le passage à très haute énergie.

Rayons γ de haute énergie : EGRET et Fermi-LAT

Dès les premières observations (par SAS-2, Fichtel et al. 1975, et COS-B, Mayer-Hasselwander 1983), la cartographie du rayonnement γ de haute énergie s'est révélée fortement corrélée à la distribution de la matière interstellaire dans la Galaxie (Bloemen, 1989). La figure 1.14 illustre ce constat : les distributions dans le plan galactique du gaz atomique et du gaz moléculaire (cf. p. 25) sont mises en regard du rayonnement γ détecté par les expériences EGRET (Hunter et al., 1997) et Fermi-LAT (Atwood et al., 2009). Ceci appuie l'hypothèse selon laquelle le rayonnement diffus est produit lors de l'interaction des rayons cosmiques avec la matière interstellaire. Notons qu'une corrélation est également observée entre la morphologie du continuum radio et le rayonnement γ (voir la figure 1.14). Le signal radio correspond au rayonnement synchrotron (cf. p. 8) des électrons cosmiques en interaction avec les champs magnétiques de la Galaxie. Il donne ainsi une idée de la distribution spatiale des électrons dans la Galaxie. De la similitude des morphologies radio/γ, il est possible de supposer que le rayonnement γ est en partie émis par les électrons, soumis à la diffusion Compton inverse sur les champs de photons.

La Galaxie étant transparente aux rayons γ de haute énergie, un modèle simple, visant à prédire le flux de photons γ diffus, consiste à effectuer une pondération des différentes cartes pour reproduire le signal γ observé (à un facteur de proportionnalité près). Cette approche naïve, même si elle n'apporte que peu d'information sur les modèles de propagation des rayons cosmiques, permet d'extrapoler le signal attendu à haute énergie (Berezinsky et al. 1993, ceci sera vu par la suite).

Une modélisation plus poussée a été développée par Strong et Moskalenko (1998) pour reproduire le spectre du rayonnement γ observé (il s'agit du code GALPROP déjà abordé p. 21). La propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie y est traitée de manière stationnaire. Ces derniers, en interagissant avec le milieu interstellaire, émettent un rayonnement γ qui sera comparé aux données expérimentales. Sont intégrés les derniers résultats en date concernant la distribution de la matière interstellaire, les champs de rayonnement et les sections efficaces d'interaction proton-proton. Le spectre obtenu par Fermi-LAT [11] sur la région des latitudes galactiques intermédiaires ($10° \leq |b| \leq 20°$) est présenté sur la figure 1.15 (points rouges). Le modèle

11. Les résultats obtenus par EGRET (Hunter et al., 1997) ne seront pas discutés, ayant été récemment invalidés

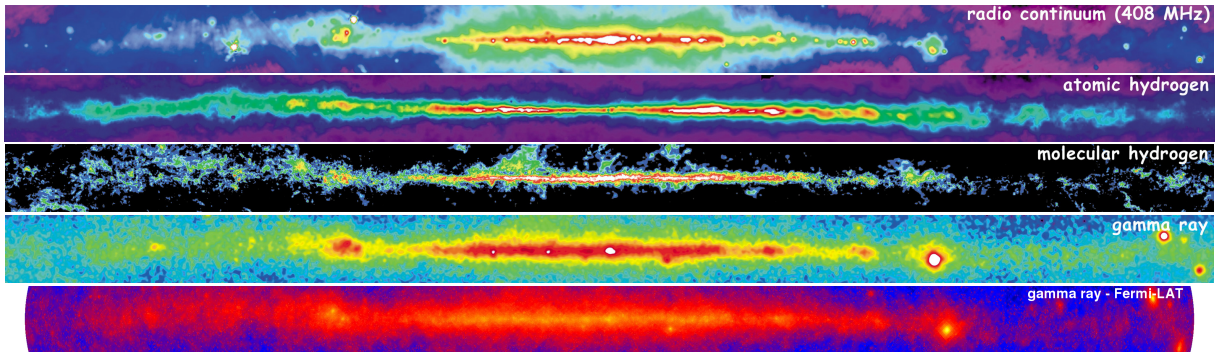


FIGURE 1.14 – *Plan galactique observé à différentes longueurs d'onde. De haut en bas :* (1-) *observation radio à 408 MHz, représente l'émission synchrotron des électrons de haute énergie,* (2-) *hydrogène atomique observé avec la raie à 21 cm,* (3-) *hydrogène moléculaire observé grâce à la molécule CO,* (4-) *émission de rayons γ de haute énergie obtenue avec l'instrument EGRET,* (5-) *données récentes du ciel γ de haute énergie obtenues avec l'instrument Fermi-LAT (Crédits NASA – http://adc.gsfc.nasa.gov/mw – et NASA/DOE/International LAT Team)*

« conventionnel » de GALPROP (Strong et al., 2004) a été adopté, il donne le spectre attendu venant de la contribution des nucléons (π^0-decay sur la figure) et des électrons (IC pour *Inverse Compton* et Bremsstrahlung). Ces prédictions ne suffisent pas pour reproduire le spectre observé par Fermi-LAT : une composante isotrope diffuse doit être ajoutée, ainsi que la contribution des sources ponctuelles. La composante diffuse isotrope a été estimée sur les données dont la latitude est telle que $|b| > 30°$ (voir Abdo et al. 2010c pour une discussion récente au sujet de ce fond isotrope dont l'origine est principalement extragalactique). Le spectre observé est bien reproduit par la modélisation. Ceci permet de conclure que l'émission diffuse de rayons γ de haute énergie est émise par la mer de rayons cosmiques (aussi bien concernant les nucléons que les électrons). Les effets de granularité spatiale et temporelle vus page 22 n'ont pas besoin d'être pris en compte.

Vers les très hautes énergies

Le passage vers les très hautes énergies ne se satisfait pas d'une simple extrapolation de l'émission diffuse observée par Fermi-LAT ou EGRET. En effet, il a été vu page 22 que le flux de rayons cosmiques dans la Galaxie devient fortement inhomogène à 1 TeV. Si la « mer » de protons est encore présente (cf. figure 1.8), cela n'est plus le cas pour les électrons (cf. figure 1.9). Une émission dont la morphologie est similaire à celle présentée sur la figure 1.14 est ainsi attendue, issue de l'interaction de la mer de nucléons avec la matière interstellaire. Berezinsky et al. (1993) ont estimé son intensité simplement en exploitant la densité de colonne et l'émissivité évaluée de matière lorsqu'elle est parcourue par un flux uniforme de rayons cosmiques. Ils obtiennent typiquement des valeurs de l'ordre de :

$$\Phi_\gamma\,(>1\;TeV) \sim 3 - 5 \times 10^{-11}\;\;\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}\;, \tag{1.15}$$

pour le flux intégré sur des régions du plan galactique de 10° de côté, en dehors de la région centrale de la Galaxie. Ces valeurs sont en accord avec les estimations de Kappes et al. (2007).

par Fermi-LAT (Abdo et al., 2009a).

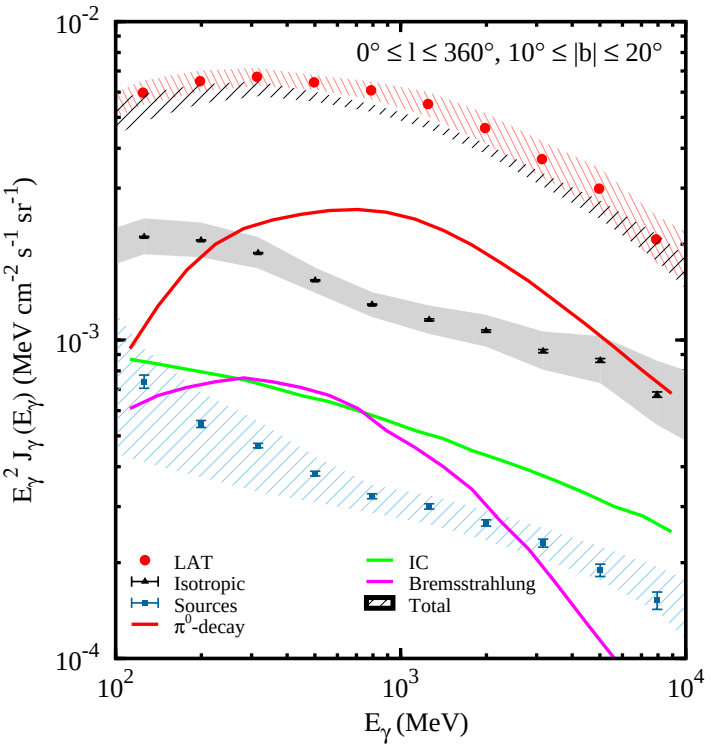


FIGURE 1.15 – *Spectre de rayons γ de la région* $10° \leq |b| \leq 20°$ *obtenu par Fermi-LAT (points rouges, l'erreur est représentée par des hachures rouges). La modélisation de l'émission issue de l'interaction des nucléons est tracée en rouge* (π^0*-decay), et des électrons par processus Compton inverse en vert (*IC*) et de rayonnement de freinage en rose (*Bremsstrahlung*). L'ajustement de la prédiction du fond isotrope (région grisée) et des sources (hachurée bleue) est tracé (figure tirée de Abdo et al. 2009a).*

En comparaison du flux du Crabe (voir page 1.2.3), le flux diffus en provenance de la « mer » de rayons cosmiques est très faible. De plus, sa détection nécessite la mise en œuvre de techniques observationnelles adéquates : le champ de vue des instruments les plus performants (les télescopes à effet Cherenkov atmosphériques, voir le chapitre 4) est limité (de l'ordre de 5° de diamètre), et le signal est dominé par des fonds hadroniques. Jusqu'à présent, seule l'expérience Milagro, possédant un grand champ de vue (2 stéradians, Atkins et al. 2004), a été capable d'observer l'émission diffuse galactique.

D'autre part, la forte augmentation du flux des rayons cosmiques dans la Galaxie observée autour des sources (voir page 23) peut donner lieu à une émission passive des nuages moléculaires. En effet, lorsque ces derniers sont situés à proximité d'une source, il peuvent être illuminés par les rayons cosmiques se propageant dans le milieu interstellaire, et émettre un rayonnement γ (Aharonian, 2001). Gabici et al. (2009) ont ainsi estimé l'émission non-thermique de nuages moléculaires proches de restes de supernovae. La figure 1.16 de gauche représente le flux de protons atteignant un nuage moléculaire situé à 100 pc d'un reste de supernovae. La contribution de la « mer » de protons est tracée (*CR sea*), ainsi que le flux émis par la source après 500 (*1*), 2000 (*2*) , 8000 (*3*) et 32 000 ans (*4*). Une augmentation substantielle du flux de rayons cosmiques est alors attendue. La figure de droite représente le spectre de photons émis sur toute la gamme d'énergie par un nuage moléculaire situé à 100 pc de la supernova,

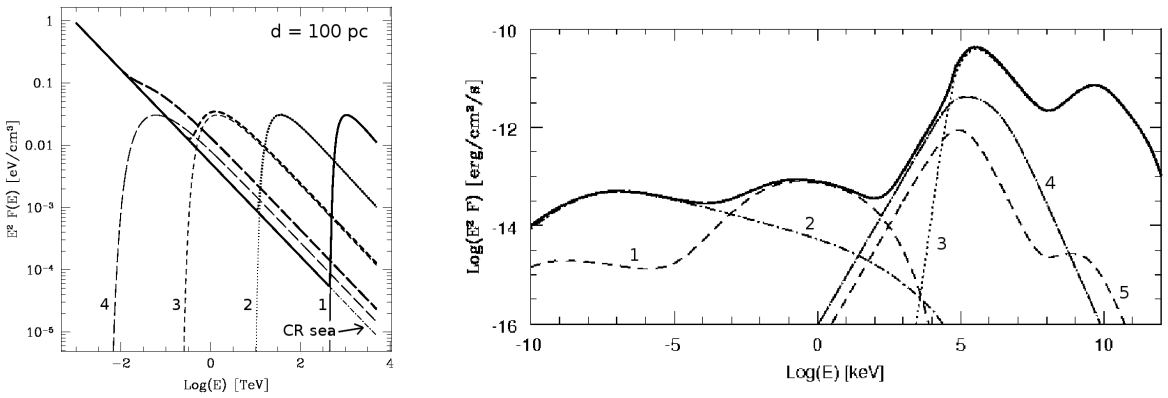


FIGURE 1.16 – (Gauche) *: Spectre des rayons cosmiques atteignant un nuage moléculaire situé à 100 pc d'un reste de supernova ayant explosé 500, 2000, 8000 et 32 000 ans auparavant (resp. 1, 2, 3, 4). La « mer » de rayons cosmiques a été ajoutée.* (Droite) *: Flux de photons émis par un nuage moléculaire de masse* $10^5\,M_\odot$ *situé à 100 pc d'une supernova ayant explosée 2000 ans auparavant. Les différentes contributions sont indiquées dans le texte (figure issue de Gabici et al. 2009).*

qui aurait explosée 2000 ans auparavant. Les différentes contributions sont les suivantes : (*3*)- l'émission hadronique, dont la forme correspond au spectre présenté sur la figure de gauche, (*4*)- l'émission Bremsstralung et (*2*)- l'émission synchrotron d'électrons dont le flux serait similaire à celui mesuré sur Terre, enfin (*5*)- l'émission Bremsstrahlung et (*1*)- synchrotron des électrons secondaires issus des processus hadroniques. Deux caractéristiques sont à souligner : d'un côté, l'émission hadronique semble dominer l'émission de rayons γ au-delà de ~100 MeV, de l'autre une concavité apparaît dans le spectre entre 1 GeV et 1 TeV. Ce modèle dépend de nombreux paramètres (comme l'âge de la source, la distance du nuage moléculaire relativement à la source et à l'observateur, ou sa taille), mais donne un aperçu du type d'observations possibles issues de l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire.

La morphologie spatiale du signal de très haute énergie issu de l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire va être ainsi profondément modifiée par rapport aux cartes présentées sur la figure 1.14. De plus, la distribution spectrale du signal diffus ne sera pas constante sur l'ensemble de la Galaxie, elle variera selon que le flux émis par une source est prépondérant ou non devant la « mer » de rayons cosmiques.

1.4 Conclusion

Le catalogue actuel de l'astronomie γ de très haute énergie est principalement représenté par des sources de faible étendue spatiale (ponctuelles ou de l'ordre du degré). Cependant, ces dernières années, avec l'amélioration de la sensibilité des instruments, des émissions diffuses aparaissent. Les techniques de détection courantes doivent faire face à la présence de nombreux bruits de fond, qui rendent délicate l'étude d'une émission étendue. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 5. La morphologie du signal diffus en provenance de l'interaction des

rayons cosmiques avec le milieu interstellaire a été présentée. Il en sort deux stratégies d'observation possibles, se focalisant soit sur la détection des nuages moléculaires à proximité de sources, soit sur la région du plan galactique où devrait interagir la « mer » de rayons cosmiques. Un effort est à présent réalisé dans la communauté scientifique pour la modélisation de cette émission diffuse. De nouveaux codes de propagation des rayons cosmiques sont en cours de développement. Ils pourront apporter un regard alternatif aux résultats obtenus par GALPROP, n'adoptant pas les mêmes approximations pour la résolution de l'équation de diffusion. Citons par exemple les codes DRAGON [12] et USINE [13].

12. DRAGON : http://www.desy.de/~maccione/DRAGON/
13. Le code USINE sera rendu public sous peu. Il a déjà été utilisé par exemple dans Maurin et al. (2010a).

Chapitre 2

Le paradigme de la matière noire

De l'échelle galactique à l'échelle cosmologique, les observations de la dynamique des systèmes astrophysiques révèlent des anomalies. Elles sont communément expliquées par l'hypothèse de la présence d'une grande quantité de matière d'une nature inconnue jusqu'ici, baptisée matière noire, ou en postulant l'existence d'une déviation des lois de la gravitation de la théorie de la relativité générale. Ce chapitre a pour objectif de présenter ces anomalies, ainsi que quelques candidats proposés pour la matière noire. Ces candidats apparaissent dans le cadre d'une physique qui se situe au-delà du modèle standard de la physique des particules. Une attention sera plus spécialement accordée aux modèles supersymétriques, qui proposent comme candidat matière noire un neutralino. Les théories mettant en avant une modification des lois de la relativité générale ne seront pas abordées dans ce travail. Le lecteur pourra consulter les articles suivants pour plus de détails : Jungman et al. (1996), Bergström (2000), Bertone et al. (2005a), Hooper (2009) et Einasto (2009).

2.1 Les observations

Se plaçant dans le cadre des modèles standards de la cosmologie et de la physique des particules, abordés respectivement dans les paragraphes 2.1.3 et 2.3.1, la compréhension de certaines observations astrophysiques requiert la présence d'une matière non-baryonique interagissant gravitationnellement avec la matière ordinaire (e.g, Bertone et al. 2005a). La dynamique de systèmes tels que les galaxies ou les amas de galaxies ne peut être entièrement satisfaite en ne tenant compte que de la matière connue, identifiée par ses nombreux traceurs observés à différentes longueurs d'onde (visible, radio, rayons X...). Ces observations ont conduit au paradigme [1] de la matière noire. Nous présenterons quelques unes de ces observations, pertinentes pour la cohérence de ce document.

D'autre part, l'origine des grandes structures de l'Univers est loin d'être complètement comprise à ce jour. Une description de l'évolution des structures à partir d'inhomogénéités de den-

1. Paradigme est passé récemment en épistémologie, pour la conception théorique dominante qui a cours à une certaine époque dans une communauté scientifique. (Dictionnaire historique de la langue française)

sités est réalisée par des simulations N-corps (cf. chap. 3), dans lesquelles sont introduites des particules de matière noire. Les résultats de ces simulations, comparés à la distribution actuelle de matière de l'Univers, apportent une pierre supplémentaire au paradigme de la matière noire.

2.1.1 À l'échelle galactique

L'étude des courbes de rotation des galaxies fournit le principal argument en faveur de la matière noire aux échelles galactiques. Pour un objet de masse m gravitant à une distance r d'une galaxie de masse M, on a :

$$F = \frac{GmM}{r^2} = m \times a(r)\,, \tag{2.1}$$

avec $a(r)$ l'accélération de l'objet, et G la constante de gravitation de Newton. Pour une trajectoire circulaire, l'accélération centripète vaut $a(r) = v(r)^2/r$. La vitesse radiale d'un objet gravitant autour d'une galaxie de masse $M(r)$ varie ainsi comme l'inverse de la racine carrée de sa distance :

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}}\,. \tag{2.2}$$

Au-delà du disque ou du halo optique de la galaxie, la vitesse radiale devrait ainsi décroître en $\propto 1/\sqrt{r}$. L'observation des galaxies montre cependant que la vitesse reste constante aux grandes distances, impliquant ainsi que la densité massique ne soit pas nulle au-delà de leur rayon visible. Les galaxies seraient implantées dans des halos « sombres » de plus grande étendue, constitués de matière noire et dont le profil de densité varierait en $\propto 1/r^2$. La figure 2.1, extraite de Begeman et al. (1991), montre l'exemple de la galaxie spirale NGC 6503 : la vitesse radiale des étoiles est tracée en fonction de leur distance au centre. La contribution du halo visible de la galaxie est représentée par une ligne tiretée, la composante liée au gaz par une ligne pointillée. Aucune de ces deux composantes ne permet de reconstruire la courbe observée ; une contribution d'un halo de matière noire est nécessaire pour expliquer le profil de vitesse observé. Plus récemment, Borriello et Salucci (2001) ont analysé une dizaine de galaxies avec des données de haute qualité, et obtiennent une conclusion similaire.

Il a été ainsi établi par cette méthode que les galaxies à faible brillance de surface et plus particulièrement les galaxies naines sphéroïdes sont dominées la matière noire. Cette dernière catégorie fait l'objet d'une étude dans le chapitre 7, plusieurs galaxies naines sphéroïdes ayant été observées par l'expérience H.E.S.S. Le profil de densité massique de la matière noire est sujet cependant à débat : un consensus existe pour une forme globalement sphérique des halos et un indice logarithmique à grande distance proche de -2, en revanche l'extension de ce halo est encore mal connue, et le profil de densité dans la région centrale très incertain (voir Bertone et al. 2005a pour une revue des observations).

2.1.2 À l'échelle des amas de galaxies

Les amas de galaxies fournissent de nombreux indices indépendants quant à la présence de matière noire dans l'Univers. L'une des premières preuves a été présentée en 1933 par l'obser-

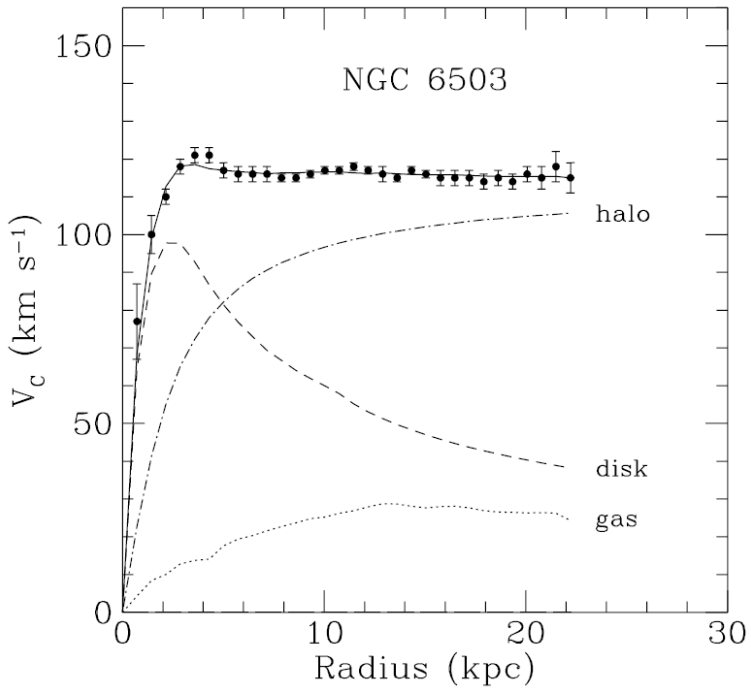


FIGURE 2.1 – *Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. La ligne pointillée représente la contribution du gaz, les tirets la contribution du disque et la ligne mixte la contribution de la matière noire (figure tirée de Begeman et al. 1991).*

vation de la dispersion de vitesses des galaxies dans l'amas de Coma, alors que l'existence de la matière noire n'avait pas encore été soulevée : le physicien F. Zwicky inféra un rapport masse sur luminosité de l'amas de Coma supérieur à la valeur attendue (Zwicky, 1933), et postula ainsi la présence d'une grande quantité de matière non lumineuse.

La masse des amas de galaxies peut être déterminée par différentes méthodes. Par exemple, par application du théorème du viriel à la distribution des vitesses radiales des galaxies dans les amas (Bahcall et Fan, 1998; Kashlinsky, 1998; Carlberg et al., 1999), mais aussi (a) par l'intermédiaire des effets de lentille gravitationnelle, ou (b) en étudiant le profil de l'émission de rayons X traçant la distribution des gaz chauds dans les amas. Ces deux dernières méthodes peuvent être appliquées également à des échelles galactiques.

(a) Dans la théorie d'Einstein de la relativité générale, la lumière se propage le long de géodésiques, or en présence de champs gravitationnels intenses, l'espace-temps devient courbe. Les effets de lentille relatifs à la présence de matière noire sont d'intensité variable : la distorsion des objets pointés à l'arrière de l'objet massif peut être forte, apparaissent alors des arcs et des images multiples, ou bien faible, et ne peut être détectée que par l'analyse de la forme de la distortion d'un grand échantillon d'objets (voir la figure 2.2). Une revue de la recherche de la matière noire par effet de lentille est présentée par Massey et al. (2010). Ce domaine a grandement contribué à la connaissance des propriétés de la matière noire, aussi bien concernant sa distribution, sa nature et la quantité globale présente dans l'Univers. Plus particulièrement, Tyson et al. (1998) se sont penchés sur l'amas 0024 + 1654, où l'effet de lentille fort est impressionnant, tandis que Dahle (2007) donne la liste de plus d'une

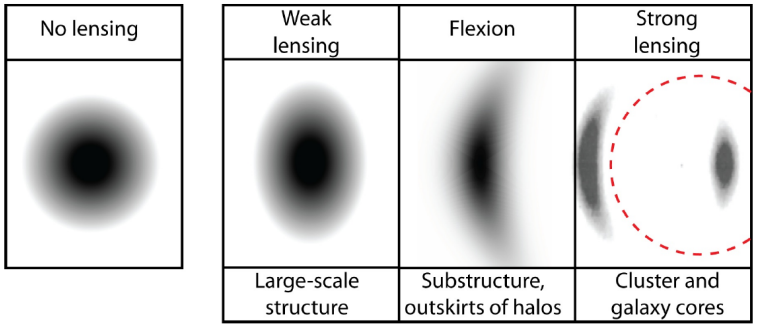


Figure 2.2 – *Les différents effets de distorsion des images par effet de lentille gravitationelle. Le long de certaines lignes de visée dans le ciel, l'image d'une source intrinsèquement circulaire sera déformée et prendra la forme d'une ellipse par effet de cisaillement (effet de lentille faible ou* Weak lensing *sur la figure). Cette distorsion est de l'ordre de 2%, elle a été exagérée sur l'image. Plus proche de fortes concentrations de masse, la distorsion introduit de la flexion. Enfin, lorsque la ligne de visée passe à proximité de forts champs gravitationnels, l'effet de lentille fort produit des images multiples accompagnées d'arcs géants (*Strong lensing*). La figure est extraite de Massey et al. (2010).*

centaine d'amas dans lesquels a été observé l'effet de lentille faible.

(b) Les données en rayons-X présentent l'avantage majeur de fournir le profil de densité de masse des amas de galaxies. En effet, la distribution de la masse peut être déterminée par la relation 2.3 (ci-dessous) si la densité et la température du gaz contenu dans ces amas sont connues. Cette relation suppose une symétrie sphérique et un gaz à l'équilibre hydrostatique (Pointecouteau et al., 2005) :

$$M(r) = -\frac{kTr}{G\mu m_p}\left[\frac{\mathrm{d}\ln n_g}{\mathrm{d}\ln r} + \frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}\ln r}\right], \tag{2.3}$$

où $M(r)$ est le profil de masse de l'amas, T la température à la distance r, k la constante de Boltzmann, G la constante de gravitation de Newton, $\mu \simeq 0,6$ la masse moléculaire moyenne du gaz, m_p la masse du proton et n_g la densité du gaz. La densité est déterminée à partir de la luminosité de surface (en rayons-X). Le profil de luminosité de surface est ajusté par des modèles analytiques paramétriques du profil de densité du gaz, converti en un profil d'émission. La température est trouvée à partir des données spectrales, et en considérant le gaz comme un fluide collisionnel. À titre d'exemple, Pointecouteau et al. (2005) ont analysé dix amas de galaxies proches ($z \lesssim 0,15$) observés avec le satellite XMM-Newton. Ils parviennent avec cet échantillon à confirmer une loi reliant la concentration de matière noire dans un halo à sa masse. Ce point sera discuté dans le chapitre 3. Rasia et al. (2006) proposent une analyse des systématiques sur la détermination de la masse des amas à partir des données X. Ils constatent que certains estimateurs tendent à sous-estimer la masse de l'amas, paramètre directement lié au contenu en matière noire.

La dynamique de l'amas de la balle (1E 0657 − 558), formé à partir de la collision de deux amas de galaxies, a ainsi été étudiée grâce à l'effet de lentille faible et aux données X (voir la figure 2.3). Le plus petit amas a traversé le second presque tangentiellement à la ligne de visée. Le gaz chaud observé avec les rayons X (image de droite de la figure 2.3) a été séparé en deux par les forces de pression lors du passage de l'amas. L'effet de lentille gravitationnelle

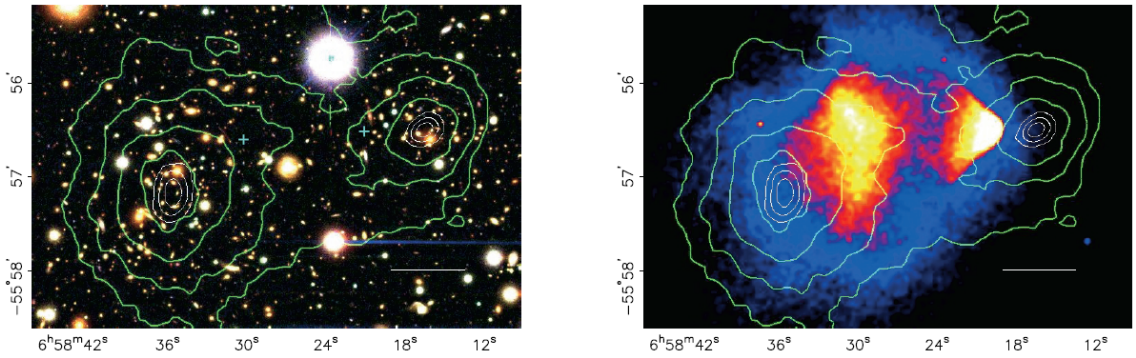


FIGURE 2.3 – *Images de l'amas de la balle 1E* 0657 − 558*, amas résultant de la collision entre deux amas. L'image de gauche montre une image optique obtenue avec le télescope Magellan de* 6, 5 *m de diamètre et situé à l'observatoire de Las Campanas. L'image de droite montre l'amas observé avec le satellite Chandra en rayons X. Le gaz du plus petit amas (celui de droite) est situé à l'arrière de l'amas. Sur les deux images, les contours indiquent les niveaux d'équidensité du potentiel gravitationnel de l'amas, obtenus avec les effets de lentille gravitationnelle faible des galaxies situées à l'arrière plan. Les barres blanches horizontales correspondent à 200 kpc/h à la distance de l'amas (figure tirée de Clowe et al. 2006).*

faible indique la distribution de la masse dans la paire d'amas (contours blancs sur les deux images de la figure 2.3). L'effet de lentille montre que la distribution de la matière est identique à celle des galaxies (voir l'image de gauche de la figure 2.3). La majeure partie de la matière baryonique est observée par les rayons X, qui est clairement séparée de la distribution en masse. Cette séparation n'est possible que si la masse est composée d'une matière non-colisionnelle, autrement dit non-baryonique. Cette analyse, présentée par Clowe et al. (2006), nécessite la présence de matière noire. L'amas de la balle a été mis en avant comme une preuve forte de la présence de matière noire dans l'Univers : les théories alternatives invoquant une modification des lois de la gravité (Milgrom, 1983) doivent également avoir recours à la présence de matière noire pour expliquer ces observations (Angus et al., 2008).

2.1.3 À l'échelle cosmologique

Le modèle standard de la cosmologie repose sur le modèle du Big Bang chaud, étayé par trois observations fondamentales : la loi de Hubble, le spectre de corps noir presque parfait des photons du fond diffus cosmologique à une température $T \simeq 2,726\,\mathrm{K}$, ainsi que l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers aux grandes échelles. Pour construire un modèle cosmologique, trois ingrédients sont nécessaires :

- les équations d'Einstein, reliant la géométrie de l'Univers à son contenu en matière et en énergie,
- la métrique, décrivant la géométrie du problème,
- et les équations d'état, spécifiant les propriétés physiques du contenu en matière et en énergie.

Les deux premiers points conduisent aux équations de Friedmann :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho_{tot}\,, \tag{2.4}$$

où a est le facteur d'échelle, G la constante de gravitation de Newton. La constante k décrit la courbure de l'espace ($k = -1, 0, +1$) et ρ_{tot} est la densité moyenne totale d'énergie de l'Univers. En prenant un Univers plat ($k = 0$), la densité moyenne totale est alors égale à la densité critique de l'Univers $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G = 1,88\,h^2\,10^{-29}\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$, encore appelée la densité de référence de Hubble. Il est commode d'utiliser la quantité $H = h \times H_0$, où $H_0 = 100\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ est la constante de Hubble, $h \approx 0,73$ le paramètre de renormalisation de la constante de Hubble (voir Tegmark et al. 2006). Cette densité critique est prise comme valeur de référence pour les différentes composantes de l'Univers (rayonnement, matière noire, matière baryonique et énergie noire attachée à la constante cosmologique Λ) : la densité cosmologique d'une espèce ou d'une population i est exprimée par la quantité $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$, où ρ_i est la densité de l'espèce moyennée sur tout l'Univers. Ainsi :

$$\Omega_{tot} = \frac{\rho_{tot}}{\rho_c} = \sum_i \frac{\rho_i}{\rho_c} = \sum_i \Omega_i\,. \tag{2.5}$$

La valeur des paramètres Ω_i a une influence sur de nombreuses observables, entre autres sur le taux d'expansion de l'Univers (voir Frieman et al. 2008). Notons que la densité d'énergie de rayonnement peut être négligée aujourd'hui ($\Omega_R \sim 10^{-5} - 10^{-4}$). La densité totale de matière est appelée $\Omega_M = \Omega_b + \Omega_{dm}$ (contribution de la matière baryonique et de la matière noire respectivement). Dans le paradigme Λ-CDM [2], une constante comologique a été ajoutée dans l'équation de Friedmann-Lemaître, ainsi $\Omega_\Lambda \neq 0$. Nous verrons quelles sont les motivations pour avoir une matière qui soit froide dans le paragraphe 2.2. Les principales sondes cosmologiques permettant de déterminer les valeurs de Ω_M et Ω_Λ sont énumérées ci-dessous.

- Le rayonnement de fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background* ou CMB), émis lors du découplage des photons dans l'Univers primordial, est une sonde unique de l'état de l'Univers à cette époque. Il indique que l'Univers était alors homogène, les anisotropies apparaissant dans le signal pour un rapport de 10^{-5}. Le CMB apporte le principal argument en faveur de la nature non baryonique de la matière noire : les faibles anisotropies observées par WMAP (par exemple Dunkley et al. 2009), qui révèlent la distribution des baryons lors du découplage, ne permettraient pas d'expliquer la structure actuelle de notre Univers.
- Les supernovae de type Ia (Kowalski et al., 2008) sont considérées comme des chandelles standard : leur profil de luminosité au cours du temps est bien connu. Il est alors possible de déduire la distance de luminosité et le redshift de chacune des supernovae. La mesure de la relation entre ces deux paramètres permet de déterminer une certaine combinaison des paramètres Ω_M et Ω_Λ.
- Les oscillations acoustiques de baryons font l'objet d'une étude poussée depuis quelques années (Eisenstein et al. 2005, et plus récemment Percival et al. 2007). Les pics acoustiques présents dans le spectre des anisotropies du CMB auraient généré des ondes sonores dans le plasma relativiste de l'Univers primordial, qui pourraient avoir influencé la distribution des baryons. Cette signature est recherchée aujourd'hui dans les amas de galaxies à grande échelle.

2. *CDM* est l'acronyme de *Cold Dark Matter*, matière noire froide.

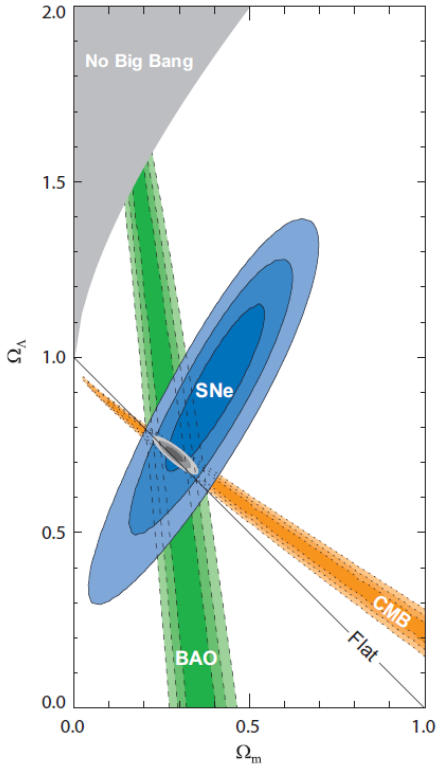


FIGURE 2.4 – *Contours à* $68,3\%$, $95,4\%$ *et* $99,7\%$ *de degré de confiance sur les valeurs de* Ω_Λ *et* Ω_M *obtenus à partir des données CMB, BAO et des supernovae, ainsi que la combinaison des trois (figure tirée de Kowalski et al. 2008).*

Une combinaison de ces analyses est présentée par Kowalski et al. (2008), et reproduite sur la figure 2.4 : chaque sonde cosmologique contraint la relation entre Ω_M et Ω_Λ en travaillant à une place différente dans l'espace $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$. Les contours de confiance sont indiqués à $68,3\%$, $95,4\%$ et $99,7\%$. Les trois sondes ont une intersection commune dans le plan $(\Omega_M,\Omega_\Lambda)$, favorisant l'hypothèse d'un Univers plat ($\Omega_{tot} = 1$) et de la présence d'une constante cosmologique non nulle.

Enfin, l'étude de la nucléosynthèse primordiale (*Big Bang Nucleosynthesis* ou BBN) permet de contraindre la contribution des baryons à la densité totale de matière, et donne ainsi une autre indication quant à la nature non baryonique de la matière noire. Iocco et al. (2009) exposent l'état des recherches actuelles sur la BBN. L'abondance des baryons est contrainte principalement par les mesures du Deutérium, qui donne $\Omega_b = 0,039 \pm 0,004$.

Les paramètres cosmologiques issus des analyses précédemment citées, et dans le cas d'un Univers plat ($\Omega_{tot} = 1$) Λ-CDM, sont présentés ci-dessous avec leurs erreurs statistiques et systématiques :

$$\Omega_M = 0,274^{+0,016}_{-0,016}\,(\text{stat})\,^{+0,013}_{-0,012}\,(\text{sys}) \tag{2.6}$$
$$\Omega_b = 0,039 \pm 0,004\,(\text{stat}) \tag{2.7}$$
$$\Omega_\Lambda = 0,713^{+0,027}_{-0,029}\,(\text{stat})\,^{+0,036}_{-0,039}\,(\text{sys}) \tag{2.8}$$
$$\Omega_\gamma = (4,6 \pm 0,5) \times 10^{-5}\,(\text{stat})\,. \tag{2.9}$$

Ω_M est la densité totale de matière (baryons et matière noire), Ω_b la densité de baryons, Ω_Λ la densité d'énergie attachée à la constante cosmologique et Ω_γ la densité de photons (cette dernière valeur est issue de Yao et al. 2006).

2.2 Cadre de travail : Λ-CDM et WIMP

Le cadre de travail pour la recherche indirecte de matière noire est défini dans ce paragraphe. Dans le modèle Λ-CDM, le contenu énergétique de l'Univers est réparti entre ~72% d'énergie noire liée à la constante cosmologique, ~24% sous forme de matière noire et ~4% sous forme de matière baryonique. Présentons différemment cette assertion : ~96% du contenu énergétique de l'Univers est de nature inconnue. La découverte et l'identification des deux principales composantes est l'un des enjeux majeurs de ces décennies. Ce travail se concentre sur la matière noire, dont quelques propriétés sont décrites ci-dessous.

Il a déjà été souligné que les différentes observations aux échelles galactiques, super galactiques et cosmologiques suggèrent que les particules de matière noire soient d'une nature non-baryonique : elles n'interagiraient que faiblement avec la matière ordinaire. D'autre part, les simulations tentant de reconstituer la formation des structures dans l'Univers affirment que cette matière est constituée de particules massives, non relativistes (Blumenthal et al., 1984). Elles devraient former aujourd'hui un milieu relativement froid : on parle de matière noire froide (*Cold Dark Matter* ou CDM), par opposition aux premiers modèles de matière noire chaude suggérant les neutrinos comme candidats potentiels. Une matière noire chaude n'autorise pas la formation de petites structures comme les galaxies ; se référer par exemple à Einasto (2009) pour une revue des candidats en regard des simulations reproduisant la formations des structures aux grandes échelles. Les vides et les filaments observés dans une projection de la distribution de la matière dans le plan (angle, redshift) ne sont reproduits qu'avec des particules de matière noire froide, i.e. des particules massives. Dans la suite de cette thèse, nous nous placerons dans le cadre du modèle **Λ-CDM**, où la matière noire sera recherchée sous forme de particules massives interagissant faiblement avec la matière (*Weakly Interactive Massive Particles* ou **WIMPs**).

Pour la détection directe et indirecte de matière noire, il est nécessaire de connaître plusieurs paramètres afin d'estimer l'intensité du signal attendu. Nous passerons en revue la section efficace d'annihilation, la densité locale de matière noire, et la dispersion des vitesses des particules de matière noire dans la Galaxie.

2.2.1 La section efficace d'annihilation

À condition d'être stable, la détection indirecte de la matière noire se base sur l'observation des produits d'annihilation de particules de matière noire. Il est ainsi utile d'avoir une idée de l'ordre de grandeur de la section efficace d'annihilation de ces particules, quantité reliée à la période de découplage dans l'Univers primordial. En effet, si une nouvelle particule stable existe, que nous désignerons désormais par la lettre χ, elle devait être à l'équilibre thermique et avoir une densité Ω_{dm} correspondant à la densité mesurée aux premiers instants de

l'Univers. Et ce, tant que la température ambiante était supérieure à la masse de cette particule. À l'équilibre thermique, la densité est maintenue constante par des processus d'annihilation de χ avec son antiparticule $\overline{\chi}$ en paires $l\bar{l}$ et réciproquement (où $l\bar{l}$ est une paire *quarks – antiquark*, *lepton – antilepton*, ou des bosons de jauge et/ou de Higgs si la masse de χ est suffisamment grande). Aux premiers instants, l'Univers en expansion se refroidit : lorsque sa température devient plus faible que la masse m_χ de la particule, cette dernière cesse d'être à l'équilibre thermique et sa densité co-mobile chute exponentiellement. Elle se stabilise lorsque son taux d'annihilation devient inférieur au taux d'expansion H de Hubble : $n_\chi \langle \sigma_{ann} v \rangle \lesssim H$, où $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ est la section efficace d'annihilation, pondérée par la vitesse relative des particules et n_χ la densité des WIMPs. Ce processus est appelé le découplage.

Ce scénario simple est décrit par l'équation de Boltzmann, qui permet de déduire l'évolution temporelle de la densité de WIMPs $n_\chi(t)$ (Jungman et al., 1996) :

$$\frac{\mathrm{d}n_\chi}{\mathrm{d}t} + 3Hn_\chi = -\langle \sigma_{ann} v \rangle \left[\left(n_\chi\right)^2 - \left(n_\chi^{eq}\right)^2 \right], \tag{2.10}$$

où $H = \dot{a}/a$ est le taux d'expansion de Hubble (le point désigne la dérivée temporelle), a étant le facteur d'échelle de l'Univers. n_χ^{eq} représente la densité des WIMPs à l'équilibre thermique, qui s'exprime dans l'approximation de Maxwell-Boltzmann par $n_\chi^{eq} \simeq g\,(m_\chi T/2\pi)^{3/2}\,\exp(-m_\chi/T)$, avec g le nombre de degrés interne de liberté de la particule et T la température du milieu. Dans l'approximation non relativiste ($\langle \sigma_{ann} v \rangle \sim cste$) et sans tenir compte des co-annihilations, l'équation 2.10 associée à la condition de découplage $n_\chi \langle \sigma_{ann} v \rangle = H$ permet d'estimer la densité relique de WIMPs (i.e. la densité moyenne totale de WIMPs présents dans l'Univers) :

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27}\ \mathrm{cm^3\ s^{-1}}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle}, \tag{2.11}$$

où les termes h et $\Omega_\chi = \Omega_{dm}$ ont été introduits dans le paragraphe 2.1.3. Ce résultat est indépendant de la masse du WIMP, et inversement proportionnel à la section efficace d'annihilation. $\Omega_\chi h^2$ est contraint par les observations ($\Omega_\chi h^2 \simeq 0{,}11$, e.g. Komatsu et al. 2009). L'ordre de grandeur attendu pour la section efficace d'annihilation est donc de $\langle \sigma_{ann} v \rangle \simeq 3 \times 10^{-26}\ \mathrm{cm^3\ s^{-1}}$.

Enfin, à partir de la valeur de la densité relique $\Omega_\chi h^2$, il est possible de montrer que si les WIMPs étaient à l'équilibre thermique dans l'Univers primordial, il existe alors une limite supérieure pour leur masse, appelée aussi limite d'unitarité : $m_{dm} \leqslant 120\,\mathrm{TeV}$ (Bertone et Merritt, 2005). Cette limite est obtenue avec l'estimation actuelle de $\Omega_M h^2$. Griest et Kamionkowski (1990) avaient introduit le calcul en posant $\Omega_M h^2 \lesssim 1$ et obtenaient $m_{dm} \leqslant 340\,\mathrm{TeV}$.

2.2.2 La densité locale

La Voie Lactée est une galaxie spirale, dont la structure est encore incertaine : elle pourrait être constituée de quatre ou cinq bras (voir le chapitre 1 pour une description plus détaillée), le soleil étant situé sur un de ces bras à $\sim 8,5\,\mathrm{kpc}$ du Centre Galactique, le disque lumineux s'étendant jusqu'à $\sim 15\,\mathrm{kpc}$. Réaliser des courbes de rotation de notre propre Galaxie s'avère moins aisé que pour une galaxie quelconque. Le profil de densité de matière est par conséquent

lui aussi peu contraint, et à plus forte raison la densité locale (à proximité du Soleil) de matière noire. Jungman et al. (1996) proposent une discussion détaillée du calcul et des incertitudes de la densité locale. La méthode employée consiste à tracer la courbe de rotation de la Galaxie, qui permet de mesurer le potentiel gravitationnel total, en incluant les contributions de la matière noire et les autres composantes comme le disque ou le bulbe galactiques. Les différentes composantes de la Galaxie sont ensuite modélisées puis ajustées à la courbe de rotation pour obtenir la densité locale du halo.

Green (2010) présente l'état de l'art actuel des observations. Traditionnellement, la valeur de la densité locale est attendue dans l'intervalle $\rho_\odot \sim 0,2 - 0,8\,\mathrm{GeV\,cm^{-3}}$. Les différentes estimations dépendent du profil de densité de la matière noire choisi et des traceurs et méthodes utilisés. Ainsi, bien que les erreurs statistiques atteignent aujourd'hui des niveaux de l'ordre de $O(10\%)$, les erreurs systématiques sont encore largement dominantes. À titre d'exemple citons les résultats de Widrow et al. (2008), Catena et Ullio (2009) et Salucci et al. (2010). Les premiers présupposent un halo sphérique, dont la densité serait piquée au centre ($\rho(r) \propto r^{-\alpha}$ lorsque $r \to 0$), et obtiennent $\rho_\odot \sim (0,3 \pm 0,05)\,\mathrm{GeV\,cm^{-3}}$. Les seconds adoptent des profils de type NFW et Einasto (se référer au chapitre 3 pour l'expression littérale de ces profils) et trouvent $\rho_\odot \sim (0,39 \pm 0,03)\,\mathrm{GeV\,cm^{-3}}$. Le troisième groupe opte pour une méthode indépendante du profil de densité de matière noire et obtient $\rho_\odot \sim (0,42 \pm 0,15)\,\mathrm{GeV\,cm^{-3}}$. En somme, bien que toujours controversée, la valeur de $0,3$ GeV.cm^{-3} peut être considérée comme valeur de référence. C'est celle qui sera retenue dans la suite de ce manuscrit.

2.2.3 La dispersion des vitesses

La dispersion des vitesses des particules de matière noire dans la Galaxie et la valeur de la densité locale de matière noire sont deux quantités intrinsèquement liées (voir par exemple le calcul détaillé de la densité locale à partir des équations de Jeans dans Binney et Tremaine 1987). De plus, il est important d'avoir une idée de la valeur de cette dispersion des vitesses, car elle intervient dans les calculs relatifs à la densité relique de matière noire, et pour la détection directe. Comme le choix a été de fait de considérer les particules de matière noire massives, la limite non-relativiste est satisfaite. La valeur de référence provient d'un calcul simple qui prédit que la dispersion des vitesses $\bar{v}$ pour un système standard sphérique à trois dimensions vaut $\bar{v} = \sqrt{3/2} \times v_\odot$, où $v_\odot = 220\mathrm{km\,s^{-1}}$ représente la vitesse galactique locale circulaire (Kerr et Lynden-Bell, 1986). Elle vaut donc $\bar{v} = 270\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, mais est sujette, comme la densité locale, à des incertitudes du même ordre de grandeur.

2.3 Candidats à la matière noire

Le modèle standard de la physique des particules ne propose pas de candidat susceptible de satisfaire les exigences requises par la matière noire, à savoir une particule massive, dont la densité relique correspond à Ω_{dm}, et qui soit neutre (car n'interagissant que faiblement). Une première tentative fut de proposer le neutrino. Cependant cette suggestion a soulevé plus de problèmes qu'elle n'en a résolus : d'une part la formation des structures ne peut être expliquée

(Blumenthal et al., 1984), d'autre part la densité relique des neutrinos est largement inférieure à la densité relique des WIMPs. En effet, en utilisant l'équation 2.10 dans l'hypothèse relativiste, associé au fait que la section efficace pour les neutrinos est issue d'une interaction faible, il est possible de calculer leur température de découplage, et donc leur densité comobile qui restera gelée. La densité relique est alors donnée quantitativement par Bergström (2000) :

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\rho_\nu}{\rho_c} = \sum_{i=1}^{3} \frac{m_i}{93\,\mathrm{eV}}\,, \tag{2.12}$$

où m_i est la masse du i-ème neutrino. La masse des neutrinos est contrainte par différentes expériences, entre autres par l'étude des anisotropies du CMB combinée à l'étude des structures à bas redshift (Reid et al., 2010) : $\sum m_\nu < 0,3\,\mathrm{eV}$. La limite supérieure de la densité relique des neutrinos est donc $\Omega_\nu h^2 \lesssim 0,003$, valeur largement inférieure à la densité relique des WIMPs.

Nous allons maintenant brièvement aborder la supersymétrie, car elle fournit un candidat favori pour la matière noire, le neutralino. Les autres candidats et les motivations théoriques qui les sous-tendent seront ensuite évoqués. Soulignons que la matière noire n'est pas forcément composée d'un candidat unique, comme l'illustre les neutrinos contribuant déjà pour une petite part.

2.3.1 Au-delà du modèle standard

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules fournit une description très détaillée des processus physiques aux énergies balayées par les expériences actuelles. En dépit de ces succès, il semble désormais clair qu'une théorie plus fondamentale doive exister, dont la manifestation à basse énergie serait le MS. Les motivations pour la recherche d'une physique au-delà du modèle standard se basent sur de nombreux arguments tant théoriques qu'expérimentaux : comment expliquer la masse du neutrino ? Existe-t-il une description unique de toutes les forces, i.e. incluant la gravité ? En effet, la matière noire ne trouvant pas place dans ce paradigme (pas plus que l'énergie noire par ailleurs), des efforts ont été engagés dès le début des années 80 afin de compléter et d'enrichir le MS. L'extension adoptée doit être en mesure de conserver les symétries du MS, à savoir le groupe de symétrie de la théorie de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La brisure spontanée de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ permet d'expliquer la masse des particules en faisant appel au mécanisme de Higgs (Higgs, 1964). Le boson de Higgs n'a pas encore été observé, sa masse est attendue autour de ~120 GeV. Il est une pierre angulaire de la physique des particules actuelle.

2.3.2 Les candidats supersymétriques

La supersymétrie. Les extensions supersymétriques du MS introduisent une symétrie supplémentaire entre les bosons et les fermions. Le nouvel opérateur Q transforme ainsi les bosons en fermions, et vice versa

$$Q|fermion\rangle = |boson\rangle \qquad et \qquad Q|boson\rangle = |fermion\rangle. \tag{2.13}$$

Champs et particules du Modèle Standard		Partenaires Supersymétriques			
		États propres d'interaction		États propres de masse	
Symbole	Nom	Symbole	Nom	Symbole	Nom
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$	squark	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	$\tilde{l}_L, \tilde{l}_R$	slepton	$\tilde{l}_1, \tilde{l}_2$	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^\pm$	boson W	$\tilde{W}^\pm$	wino		
H^-	boson de Higgs	$\tilde{H}_1^-$	higgsino	$\tilde{\chi}^\pm_{1,2}$	chargino
H^+	boson de Higgs	$\tilde{H}_2^+$	higgsino		
B	champ B	$\tilde{B}$	bino		
W^3	champ W^3	$\tilde{W}^3$	wino		
H_1^0	boson de Higgs	$\tilde{H}_1^0$	higgsino	$\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$	neutralino
H_2^0	boson de Higgs	$\tilde{H}_2^0$	higgsino		
H_3^0	boson de Higgs				

Table 2.1 – *Particules du Modèle Standard de la physique des particules et leurs superpartenaires dans le MSSM (tableau adapté de Bertone et al. 2005a).*

Chaque particule ou champ du MS possède ainsi un superpartenaire, une « sparticule », de même masse [3], et dont le spin diffère d'une demi-unité. Les arguments théoriques en faveur de la supersymétrie sont présentés dans de nombreuses revues, par exemple dans Jungman et al. (1996) et Bertone et al. (2005a).

Le MSSM et le neutralino. Il existe différentes extensions du MS qui permettent d'obtenir la supersymétrie. Le modèle minimal supersymétrique (MSSM pour *Minimal Supersymmetric Standard Model*) est minimal dans le sens où il contient un nombre minimal de champs afin de reproduire tous les champs du MS. Les superpartenaires des champs de jauge sont appelés les gauginos. Ce sont les gluinos ($\tilde{g}$), les winos ($\tilde{W}^\pm$) et les binos ($\tilde{B}$). Les superparticules correspondant aux leptons et aux quarks sont les sleptons, et les squarks. Enfin, dans le cadre de la supersymétrie, le secteur de Higgs est plus complexe que dans le modèle standard. Il est nécessaire d'introduire deux doublet complexes de Higgs au lieu d'un scalaire, qui donneront cinq particules scalaires, dont les superpartenaires sont les higgsinos. Ces superparticules, résumées dans le tableau 2.1, sont des états propres d'interaction. Les états propres de masse des superpartenaires des bosons sont des combinaisons linéaires des états propres d'interaction, en particulier les quatre neutralinos s'expriment dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ par

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos\beta \sin\theta_W & M_Z \sin\beta \sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos\beta \cos\theta_W & -M_Z \sin\beta \cos\theta_W \\ -M_Z \cos\beta \sin\theta_W & M_Z \cos\beta \cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin\beta \sin\theta_W & -M_Z \sin\beta \cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \tag{2.14}$$

où M_1 et M_2 sont les paramètres de masse du bino et du wino respectivement, μ est le paramètre de masse du higgsino, θ_W est l'angle de Weinberg, $\tan\beta$ représente le rapport des vides attendus pour H_1 et H_2. Le MSSM introduit également la conservation de la R-parité, afin de garantir la stabilité du proton. La R-parité est définie par le nombre quantique $R = (-1)^{3B+L+2s}$, où B, L et s sont les nombres quantiques baryoniques, leptoniques et de spin. Les particules du MS ont

3. La conservation de la masse des particules est due au fait que l'opérateur de masse commute avec les opérateurs de supersymétrie (voir par exemple Brun 2007).

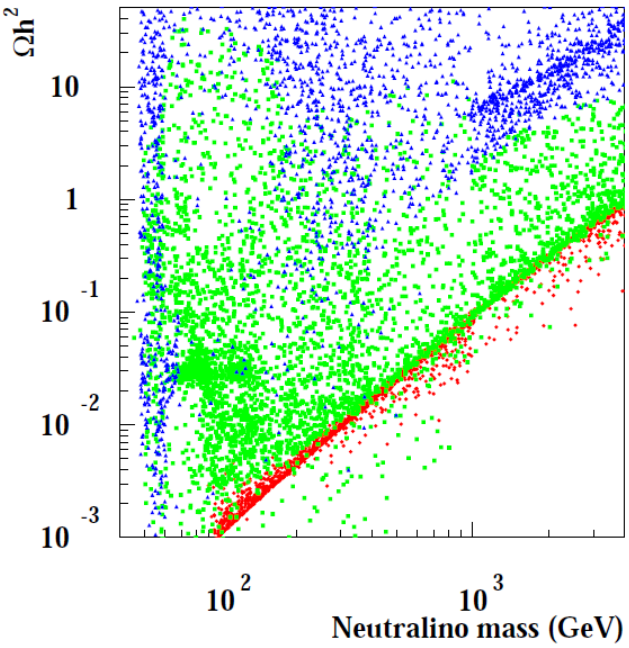


FIGURE 2.5 – *Densité relique calculée pour le neutralino le plus léger, en fonction de sa masse. Les ronds représentent des modèles higgsino tels que la fraction de gauginos est $f_G < 0,01$, les triangles sont des modèles gaugino pour lesquels la fraction de higgsinos est $f_H < 0,01$, les carrés représentent des mélanges de gauginos et higgsinos (figure tirée de Bergström 2000).*

une R-parité égale à 1, les sparticules une parité égale à -1. Il en découle que les sparticules ne peuvent se désintégrer qu'en un nombre impair de sparticules. La particule supersymétrique la plus légère est donc stable. Lorsque la particule la plus légère est un neutralino, elle est alors neutre et peut prétendre à la candidature pour la matière noire. Elle est appelée dans ce cas *le* neutralino χ. Le neutralino est une combinaison linéaire de $\tilde{B}$, $\tilde{W}_3$, $\tilde{H}_1^0$ et $\tilde{H}_2^0$:

$$\chi = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0. \tag{2.15}$$

Il est alors possible de définir la fraction de gaugino f_G, et la fraction de higgsino f_H :

$$f_G = N_{11}^2 + N_{12}^2 \qquad \text{et} \qquad f_H = N_{13}^2 + N_{14}^2 \ . \tag{2.16}$$

Ces fractions définissent les couplages du neutralino, et ainsi sa phénoménologie. Par exemple, la figure 2.5 montre les valeurs de la densité relique $\Omega_{dm}h^2$ en fonction de la masse de la particule, calculées pour un grand nombre de point de l'espace des paramètres supersymétriques. Il apparaît que $\Omega_{dm}h^2$ peut prendre des valeurs dans une large plage, cependant les valeurs intéressantes se situent entre $0,1$ et $0,2$ (avec l'hypothèse $h \sim 0,7$) afin de satisfaire la relation 2.11. Les structures présentes dans la figure sont dues au choix de l'échantillonnage de l'espace des paramètres. Il en sort qu'un neutralino lourd sera plutôt higgsino, tandis qu'un neutralino léger sera plus gaugino. La zone vide en bas à droite de la figure correpond à la limite d'unitarité qui fixe la valeur maximale du WIMP.

Les différents modèles MSSM. Le modèle MSSM, bien que simple par construction, possède une centaine de paramètres libres. Afin de procéder à une étude phénoménologique, de nouvelles contraintes sont appliquées afin de réduire le nombre de paramètres libres à une

dizaine. Différents modèles sont obtenus en fonction des hypothèses émises. On distingue principalement les modèles mSUGRA (pour *minimal supergravity*) et les modèles pMSSM (pour *phenomenological* MSSM). Les premiers n'ont que cinq paramètres libres, et sont construits par application de conditions aux limites à l'échelle de la Grande Unification (Kane et al., 1994). Les seconds, appelés aussi scénarios MSSM phénoménologiques, ne se fondent pas sur des arguments théoriques, mais différentes hypothèses concernant la phénoménologie peuvent être retenues, comme le non-changement de saveur dans les courants neutres, ou l'universalité de la première et de la deuxième génération. Plusieurs simulations permettent aujourd'hui de générer des modèles MSSM, et de parcourir l'espace des paramètres supersymétriques, citons par exemple DarkSUSY (Gondolo et al., 2004) et micrOMEGAs (Belanger et al., 2010).

Les autres candidats supersymétriques. Dans les extensions supersymétriques du MS, le neutralino est le candidat préféré pour la matière noire, cependant il existe d'autres alternatives, moins populaires, et dépendant des modèles choisis. Le sneutrino par exemple, partenaire supersymétrique du neutrino, apparait viable dans les modèles non-minimaux. Dans les modèles où la brisure de la supersymétrie est transmise par interactions de jauge (Dimopoulos et al., 1996), le gravitino, partenaire supersymétrique du graviton, est un candidat possible. Ellis et Olive (2010) discutent les différents candidats plausibles. Ils en viennent à conclure que la BBN (voir page 41) contraint fortement l'espace des paramètres supersymétriques, et que le LHC (*Large Hadron Collider*) apportera peut être des éléments de réponse pour discriminer tel ou tel scénario.

2.3.3 Autres candidats

Dans un article récent, Feng (2010) passe en revue les différents candidats proposés pour la matière noire et les motivations théoriques qui les accompagnent. Tous ces candidats ne sont pas des WIMPs. Dans la théorie des dimensions supplémentaires, outre les dimensions spatiales macroscopiques et temporelles connues (3 + 1), il est possible de trouver d'autres dimensions d'espace à des énergies plus élevées : le nombre de dimensions spatiales vaut alors $3 + \delta$. Cela permet en quelque sorte d'inclure l'électromagnétisme dans la théorie géométrique de la gravitation. L'idée fut tout d'abord proposée par Théodore Kaluza en 1921. Les dimensions supplémentaires peuvent être compactifiées sur des cercles, ce qui est le cas des scénarios ADD (pour Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali) proposés par Arkani-Hamed et al. (1998). D'autres modèles suggèrent que ces dimensions présentent une grande courbure sans être compactifiées, ce sont les modèles dits de Randall-Sundrum (Randall et Sundrum, 1999). Enfin, dans les modèles des dimensions supplémentaires universelles (UED pour *Universal Extra Dimensions*), tous les champs sont autorisés à se déplacer dans des dimensions supplémentaires plates de petites tailles (Appelquist et al., 2001). Chacune de ces trois approches permet d'obtenir un candidat matière noire de type WIMP. D'un point de vue schématique, lorsqu'un champ se propage dans une dimension supplémentaire, de nouveaux états propres de propagation apparaissent, phénomène se traduisant par l'apparition de nouveaux états propres de masse. Ce sont les excitations de Kaluza-Klein. La particule la plus légère et stable des modèles à dimensions supplémentaires serait la première excitation de Kaluza-Klein $B^{(1)}$du boson de jauge d'hypercharge B.

Pour conclure, Taoso et al. (2008) posent dix questions clés qui permettraient de décider

Candidat Matière Noire	**I.**	**II.**	**III.**	**IV.**	**V.**	**VI.**	**VII.**	**VIII.**	**IX.**	**X.**	**Résultat**
SM Neutrinos	×	×	✓	✓	✓	✓	✓	–	–	✓	×
Neutrinos stériles	~	~	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓	~
Neutralino	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓!	✓!	✓	✓
Gravitino	✓	✓	✓	~	✓	✓	✓	✓	✓	✓	~
Gravitino[a]	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Sneutrino $\tilde{\nu}_L$	~	✓	✓	✓	✓	✓	×	✓!	✓!	✓	×
Sneutrino $\tilde{\nu}_R$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓!	✓!	✓	✓
Axino	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
SUSY Q-balls	✓	✓	✓	✓	~	–	✓!	✓	✓	✓	~
B^1 **UED**	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓!	✓!	✓	✓
Graviton UED[b]	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	×	×	✓	×
Axion	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓	✓	✓	✓
Photon lourd[c]	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓!	✓	✓
Modéle de Higgs inerte	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	–	✓	✓
Champs	✓	✓	×	✓	×	–	–	–	–	✓	×
Wimpzillas	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	~	~

TABLE 2.2 – *Résultats des tests pour 16 candidats à la matière noire. Le symbole ✓ indique que le candidat remplit la condition, et est accompagné par le symbole ! dans le cas où une expérience est prête à sonder une importante partie de l'espace des paramètres du candidat. Si la condition n'est satisfaite que par des scenarios peu naturels ou non-standards, ou bien dans le cas de tensions avec les données observationnelles, le symbole ~ est utilisé. Les candidats dont la dernière colonne est ~ peuvent être retenus. Si l'une des conditions n'est pas satisfaite, le symbole × apparait. Ces conditions étant des conditions nécessaires, le candidat est rejeté (adapté de Taoso et al. 2008). Notes :* [a] *(R-parité brisée),* [b] *premier niveau,* [c] *(Petit Higgs), les questions étant rattachées aux mots clés suivants :* **I. :** Ωh^2, **II. :** *Froide,* **III. :** *Neutre,* **IV. :** *BBN,* **V. :** *Étoiles,* **VI. :** *Auto,* **VII. :** *Directe,* **VIII. :** *rayons* γ, **IX. :** *Astro,* **X. :** *Sonde.*

si un candidat est susceptible de représenter la matière noire : **I.)** La densité relique est-elle bien reproduite ? **II.)** Est-il *froid* ? **III.)** Est-il neutre ? **IV.)** Est-il compatible avec la BBN ? **V.)** Laisse-t-il l'évolution stellaire inchangée ? **VI.)** Est-il compatible avec les contraintes sur son auto-interaction ? **VII.)** Est-il compatible avec les recherches de matière noire *directe* ? **VIII.)** Est-il compatible avec les observations de rayons gamma ? **IX.)** Est-il compatible avec les autres limites astrophysiques ? **X.)** Peut-il être sondé expérimentalement ? Les auteurs répondent à ces dix points pour 16 candidats, les résultats sont reproduits dans le tableau 2.2.

2.4 Résumé

La présence de matière noire dans l'Univers est ainsi appuyée par de nombreuses observations. Sa nature est encore inconnue, néanmoins certaines de ses propriétés, comme sa densité relique, sont contraintes par les observations. Dans le cadre des modèles supersymétriques, le candidat matière noire le plus populaire est le neutralino. Le tableau 2.2 nous indique qu'il en existe cependant de nombreux autres, qui pourraient satisfaire aux exigences proposées par Taoso et al. (2008). Dans la suite de ce document, nous travaillerons exclusivement avec le neutralino, particule dont la phénoménologie a été largement étudiée.

Chapitre 3

Vers la détection indirecte de matière noire

La matière noire est d'une nature inconnue, vouloir la détecter est une entreprise difficile. De nombreux indices sur sa répartition spatiale dans l'Univers, et en particulier dans la Galaxie, sont apportés par les simulations numériques de type N-corps. Cette distribution est capitale pour la détection indirecte en rayons γ. L'enjeu est de savoir quels sont les observables qui signeront la présence de matière noire, tout en donnant des renseignements sur sa nature. Si la matière noire est constituée de WIMPs, ces particules devraient pouvoir s'annihiler et donner naissance à des particules secondaires du modèle standard, observables par des moyens classiques. En ce plaçant dans ce cadre, il sera question dans ce chapitre de présenter la répartition de la matière noire dans l'Univers, essentiellement modélisée par les simulations N-corps. Puis les méthodes de détection directe et indirecte de la matière noire engagées jusqu'à présent seront passées en revue. Le dernier paragraphe traitera plus particulièrement le cas de la détection indirecte de matière noire par l'observation des rayons γ de très haute énergie.

3.1 Distribution de la matière noire dans la Galaxie

Dans le paradigme de la matière noire froide, la distribution statistique actuelle de la matière noire résulte des fluctuations quantiques présentes au début de la période de l'inflation de l'Univers. Les galaxies se sont formées à partir de ces conditions initiales, par la condensation du gaz dans les puits de potentiel de matière noire. Une description complète de la croissance non-linéaire des structures à partir des inhomogénéités de densité dans l'Univers primordial nécessite le recours à des simulations numériques N-corps. Les résultats des simulations sont alors comparés aux observations astrophysiques, validant ou rejetant les hypothèses émises. Ainsi, dès la fin des années 70, il semble clair que la matière noire soit *froide*, afin d'expliquer la formation des galaxies (White et Rees, 1978; Blumenthal et al., 1984). Les simulations N-corps prédisent que la matière noire est distribuée de manière hiérarchique : des halos de matière noire coexistent à différentes échelles, formant des puits de potentiel gravitationnel dans lesquels est située la matière baryonique. Les galaxies sont ainsi placées au coeur de halos galactiques de matière

Simulation	# de part.	R.M. ($M_\odot$)	R.S. (pc)	r_{gal} (kpc)	CPU (h)	Références
Via Lactea II	$4,7 \times 10^8$	$4,1 \times 10^3$	~ 40	$r_{50} = 402$	$\gtrsim 10^6$	Diemand et al. (2008)
Aquarius	$1,5 \times 10^9$ $4,3 \times 10^9$	$1,7 \times 10^3$	20,5	$r_{50} = 433$ $r_{200} = 246$	$3,5 \cdot 10^6$	Springel et al. (2008)
Horizon	$8,1 \times 10^5$	$7,5 \times 10^5$	~ 200	$r_{200} = 253$	$2,5 \cdot 10^5$	Athanassoula et al. (2009)
GHALO	$1,3 \times 10^9$	$1,0 \times 10^3$	61	$r_{50} = 347$	$2,0 \cdot 10^6$	Stadel et al. (2009)

TABLE 3.1 – *État de l'art non exhaustif des simulations N-corps modélisant la croissance des structures dans un modèle Λ-CDM, pour des halos de la taille de notre Galaxie. Sont indiqués le nombre de particules et leur masse (R.M. pour résolution en masse), la résolution spatiale (R.S.), la taille du halo galactique r_{gal} modélisé, et les références. r_{50} (respectivement r_{200}) représente le rayon contenant une densité moyenne égale à $50 \times \rho_c$ (respectivement $200 \times \rho_c$), ρ_c étant la densité critique de l'Univers. Une correction suggérée par Springel et al. (2008) a été apportée à la donnée de Via Lactea II : r_{200} publié doit être associé à r_{50} pour être en accord avec la formule ci-dessus (voir le paragraphe 3.1.3). Pour la simulation Aquarius, seule la simulation la plus résolue est représentée. Enfin, le temps de calcul CPU est indiqué.*

noire, les amas de galaxies sont eux-mêmes situés dans des halos de taille plus conséquente, les super-amas de galaxies à leur tour se situent dans des halos beaucoup plus grands... La formation hiérarchique des structures dans les modèles Λ-CDM permet entre autres d'expliquer l'inhomogénéité actuelle de l'Univers en regard de l'homogénéité de l'Univers primordial (White et al., 1987; Tormen et al., 1997).

3.1.1 Les simulations N-corps

Les simulations N-corps sont devenues depuis les dernières décennies des laboratoires virtuels puissants permettant d'explorer les systèmes dynamiques complexes. Une simulation numérique complète devrait prendre en considération de nombreux paramètres, comme la dynamique du gaz, le refroidissement radiatif, la photoionisation, la recombinaison ou les transferts radiatifs. Cependant, pour des raisons de limitations numériques, un compromis est nécessaire entre la précision du calcul et les hypothèses simplificatrices. Il existe aujourd'hui différentes simulations N-corps, dont les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.1, reproduisant la formation des structures au sein de halos de la taille de la Galaxie. Les plus précises, la simulation Via Lactea II (Diemand et al., 2008), le projet Aquarius (Springel et al., 2008) et le projet GHALO (Stadel et al., 2009) ne font évoluer que de la matière noire sans tenir compte de l'influence des baryons. À plus petite échelle, d'autres simulations introduisent ces derniers (Read et al., 2008; Gibson et al., 2009; Ling et al., 2010), afin d'étudier la dynamique de la formation des galaxies, et l'effet, entre autres, des baryons sur la forme des halos de matière noire (voir plus loin pages 60 et 61). Un des intérêts de la simulation Horizon (Athanassoula et al., 2009) est d'avoir étudié la détectabilité de ces sous-structures en évaluant directement le flux de rayons γ et de neutrinos issus de l'annihilation des WIMPs (voir les paragraphes 3.2.2 et 3.3.2 pour plus de détails sur l'annihilation des WIMPs).

La stratégie actuelle des simulations consiste à raffiner le calcul au cours du temps [1] aux

1. Les simulations numériques font évoluer les structures à partir d'un redshift donné z (par exemple z =

endroits où la concentration de matière est la plus dense. En effet, les simulations N-corps introduisent un spectre de fluctuations de densité dans un volume donné suffisamment large (correspondant par exemple à un cube de 137 Mpc de côté pour le projet Aquarius). La matière s'accrète et forme des sous-structures, parmi lesquelles des halos dont la masse est proche de celle de notre halo galactique seront sélectionnés. La grille de calcul sera raffinée plus spécialement sur ces halos. Ceci est réalisé par exemple grâce aux codes GADGET-i (Springel, 2005) et RAMSES (Teyssier, 2002), utilisés respectivement dans le projet Aquarius et par Ling et al. (2010). La résolution des simulations est définie par la masse de leur plus petite particule (résolution en masse, R.M.), et par la taille caractéristique (résolution spatiale, R.S.) de la grille après les étapes de resimulation, aux endroits où la grille est la plus raffinée. Les simulations les plus performantes atteignent des masses de l'ordre de 2×10^3 $M_\odot$. Cette valeur est à comparer à la masse théorique des plus petites structures attendues, de l'ordre de 10^{-6} $M_\odot$ (valeur discutée dans le paragraphe 3.1.3). Environ dix ordres de grandeur séparent ainsi les résultats des simulations numériques de la possible réalité physique. Pour des prédictions de flux de rayons γ ou autre (voir le paragraphe 3.2), cet écart est résolu par des extrapolations prudentes des simulations numériques. La figure 3.1 illustre l'influence de la masse des particules atteinte pour un même halo de taille galactique. Un halo de matière noire, dont la masse est proche de celle de la Voie Lactée, a été sélectionné parmi l'ensemble des structures obtenues dans un cube de 13,7 Mpc de côté. Entre la simulation $Aq-A-5$ (la moins résolue) et la simulation $Aq-A-1$ (la plus résolue), le rapport de la masse des particules vaut ~1835. Cette amélioration progressive de la résolution de la simulation pour des conditions initiales identiques permet de tester l'extrapolation : les structures principales sont globalement retrouvées à la même place. Par ailleurs, malgré une résolution limite imposée par la puissance actuelle de calcul, il est possible de supposer que les conclusions générales ne seront pas profondément modifiées à l'avenir avec l'augmentation de la résolution des simulations.

Les différentes simulations N-corps ont abouti à une certaine convergence quant à la modélisation de la répartition et de la structure des halos de matière noire. Les sous-halos de matière noire présentent une structure à caractère universel pour toutes les échelles de masse (Navarro et al., 1997). De plus, des études systématiques sur la reproductibilité des résultats ont été entreprises par Springel et al. (2008). Cela autorise en quelque sorte à extraire des propriétés générales pour les sous-halos de matière noire.

3.1.2 Profil *lisse* de la matière noire dans la Galaxie

La Voie Lactée, comme toutes les galaxies, est installée dans un halo de matière noire dont la dimension est bien supérieure à l'extension définie par les étoiles et le gaz, observés en optique ou en ondes millimétriques. De plus, les galaxies sont regroupées en amas de galaxies, qui eux-mêmes sont au cœur de halos de matière noire de taille plus conséquente. Les halos galactiques sont donc des sous-halos des halos englobant les amas de galaxies (comme il en a été vus dans le cas de l'amas de la balle, figure 2.3). La distribution de la matière noire dans la Galaxie est à l'avenant de la distribution dans les amas de galaxies : des sous-halos de matière noire peuplent le halo contenant la Voie lactée. Ils seront indifféremment désignés par les termes *sous-halos*

127 pour le projet Aquarius), date à laquelle est introduit un spectre de fluctuations de densité adapté au modèle considéré.

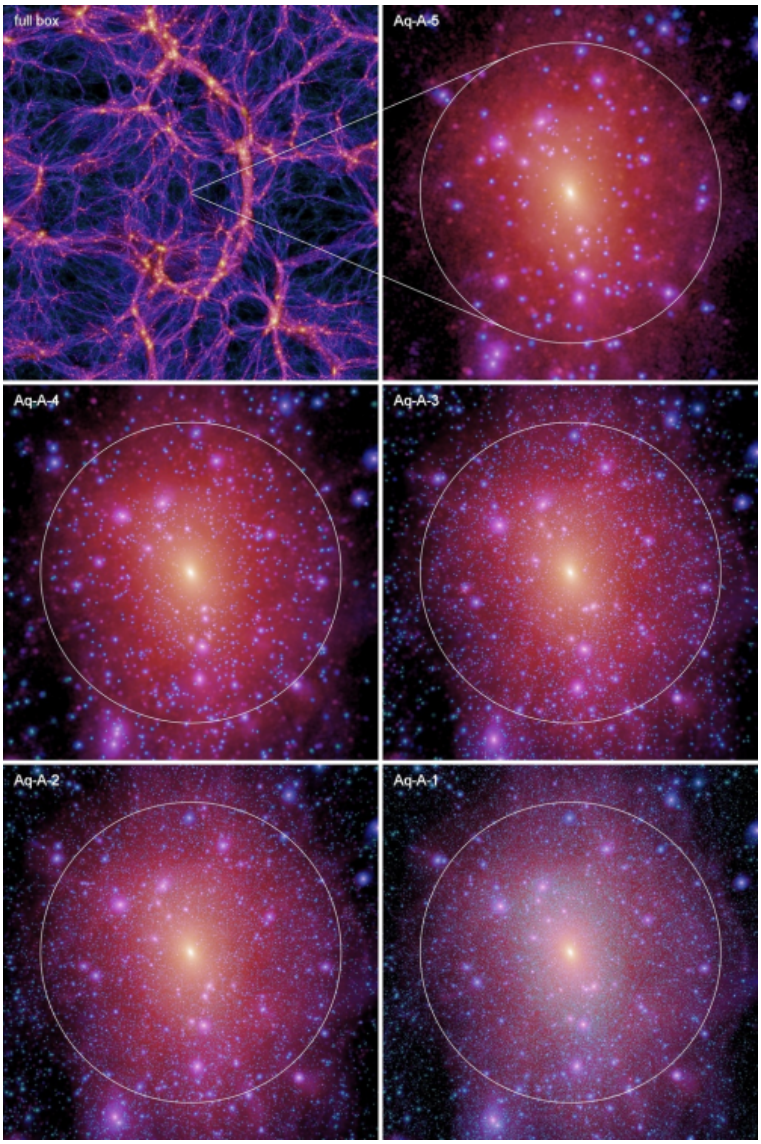


FIGURE 3.1 – *L'image en haut à gauche repésente la projection de la densité de matière noire à* $z = 0$*, sur un cube de côté égal à* 13,7 *Mpc, centré sur le halo* $Aq - A$ *dans le cadre de la simulation Aquarius. Ce halo a été sélectionné pour plusieurs resimulations successives, où la résolution a été augmentée entre : la simulation* $Aq - A - 1$ *est plus précise que la simulation* $Aq-A-5$*, le rapport de la masse des particules de ces deux simulations vaut 1835. La luminosité de l'image est proportionnelle au carré de la densité de matière noire projetée le long de la ligne de visée (figure issue de Springel et al. 2008).*

et *sous-structures* dans la suite de ce document. Le halo Galactique quant à lui sera appelé la composante *lisse*. Dans un premier temps, le profil de densité massique de ce halo *lisse* va être présenté.

S'il est admis que, quelle que soit leur taille, les halos de matière noire ont tous le même profil spatial, ce dernier ne fait pas l'unanimité dans la région centrale des halos. Ce détail, bien qu'il ne concerne qu'une petite fraction en volume des halos, a son importance. La détection indirecte de matière noire est en effet proportionnelle à la densité au carré. Les profils de densité des halos sont communément exprimés par des fonctions à deux paramètres. Ceci provient

Profil	α	β	γ	Références
ISO	2	2	0	Sackett et Sparke (1990)
NFW97	1	3	1	Navarro et al. (1997)
M98	1,5	3	1,5	Moore et al. (1998)
DMS04	1	3	1,2	Diemand et al. (2004a)

TABLE 3.2 – *Tableau donnant la valeur des paramètres α, β et γ de la paramétrisation de Zhao (1996) introduite dans l'équation 3.1. Sont indiqués les profils isotherme (ISO), ou dit de coeur, de Navarro, Frenk et White (NFW97), le profil de Moore (M98), et le profil proposé par Diemand, Moore, et Stadel (DMS04).*

du fait que la formation des protohalos peut être approximée par un effondrement sphérique gravitationnel, et que les perturbations de densité à leur origine sont caractérisées par deux quantités : leur masse et leur rayon. Un paramétrage largement utilisé est le suivant, introduit par Hernquist (1990) puis par Zhao (1996) :

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^{\gamma}\left[1+\left(\frac{r}{r_s}\right)^{\alpha}\right]^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}}\,, \tag{3.1}$$

où le rayon r_s et la densité ρ_s sont des paramètres caractéristiques, α, β, γ trois paramètres fixés, γ déterminant le comportement au centre du halo, β le comportement à grande distance, et α la transition entre les deux régimes. Le premier profil proposé pour les halos de matière noire a été défini par Sackett et Sparke (1990). Il est appelé communément le profil isotherme modifié (ou profil de *cœur* car la densité au centre est constante), parce qu'il ressemble à la structure en densité d'un système de particules isotherme et auto-gravitant. Ce profil fut adopté largement (par exemple par Begeman et al. 1991 pour l'analyse des profils de densité massique des galaxies). Cependant, son comportement à grande distance ($\beta = 2$) ne permet pas de reproduire le profil de densité observé des galaxies (Burkert, 1995), bien qu'il permette d'obtenir le profil de vitesses constant observé pour le gaz et les étoiles. L'analyse des premières simulations N-corps a amené au profil proposé par Navarro, Frenk et White (NFW97, Navarro et al. 1997). De même, Moore et al. (1998) ont proposé un profil plus piqué vers le centre sur la base de nouvelles simulations N-corps. Diemand et al. (2004a) suggèrent quant à eux un profil intermédiaire entre ces deux propositions. Les paramètres α, β et γ de ces profils sont présentés dans le tableau 3.2. Plus récemment, les simulations soutiennent la présence d'un profil moins piqué, dont la pente logarithmique vers le centre ($\mathrm{d}\ln\rho/\mathrm{d}\ln r$) varie avec le rayon. Cette évolution est due à la précision croissante des simulations, permettant de sonder les halos sur de plus petites échelles. Ainsi, Navarro et al. (2004) introduisent le profil suivant, appelé dans la suite N04 :

$$\rho^{N04}(r) = \rho^{NFW97}(r) \qquad \text{si } r > r_s \tag{3.2}$$

$$= C \cdot \exp\left\{-\frac{2}{\alpha}\cdot\left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^{\alpha} - 1\right]\right\} \qquad \text{sinon}\,, \tag{3.3}$$

avec $\alpha = 0,17$ et C tel que $\rho^{N04}(r_s) = \rho^{NFW97}(r_s)$. Enfin, Merritt et al. (2006) utilisent le profil initialement proposé par J. Einasto en 1965 pour ajuster les données issues de leurs simulations, qui peut être exprimé comme :

$$\rho^{Einasto}(r) = \rho_s \cdot \exp\left\{-d_n \cdot \left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^{1/n} - 1\right]\right\}\,, \tag{3.4}$$

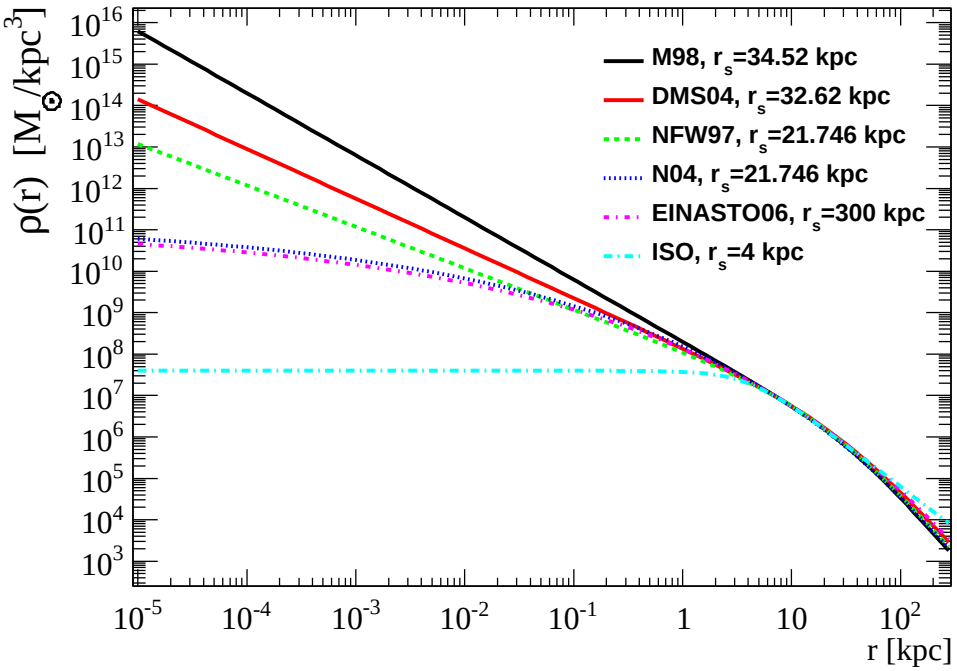


FIGURE 3.2 – *Figure représentant les profils de densité décrits dans le texte, pour le halo galactique. Ils sont normalisés de manière à fixer la densité locale de matière noire à proximité de la Terre.*

où $n = 6$ et $d_n = 3n - 1/3 + 0,0079/n$. Ces deux profils, très similaires, présentent l'avantage de décrire correctement les halos de matière noire englobant des objets tels que les galaxies (voir par exemple Graham et Guzmán 2003 pour l'analyse des galaxies naines de l'amas de Coma) et les amas de galaxies (Demarco et al. 2003, à partir des données X du satellite ROSAT). De plus, les dernières simulations en date, comme le projet Aquarius, ont montré que ces profils correspondaient le mieux au profil de leurs halos de matière noire, et ce, pour toutes les gammes de masse.

Le profil de densité *lisse* de la matière noire dans le halo Galactique est contraint par deux observables : la densité à proximité de la Terre, ou densité locale, et la masse totale du halo, qui sont définis par l'observation des courbes de rotation de la Galaxie. La valeur de la densité locale de matière noire a été discutée précédemment dans le paragraphe 2.2.2. Sa valeur canonique est prise égale à $\rho_\odot \sim 0,3\,\mathrm{GeV\,cm^{-3}}$. La masse de la Voie Lactée est mesurée de manière indirecte, par la dynamique des étoiles distantes du halo ou par la dynamique des galaxies satellites. Cette masse est difficile à caractériser, puisque la limite du halo de matière noire qui la contient est inconnue. Elle sera définie comme étant la masse M_{vir} contenue dans le rayon viriel et est introduite plus bas. Pour estimer cette masse, il est nécessaire d'émettre une hypothèse quant au profil de densité massique de matière noire dans la Galaxie. La plupart du temps le profil choisi est celui de Navarro, Frenk et White (Navarro et al., 1997). En analysant plus de 240 objets galactiques, Battaglia et al. (2006) obtiennent ainsi une masse $M_{vir} = 1,5 \times 10^{12}\,\mathrm{M_\odot}$ dans un rayon $r_{vir} = 312\,\mathrm{kpc}$. Plus récemment, Xue et al. (2008) ont trouvé une masse de $M_{vir} = 1,0 \times 10^{12}\,\mathrm{M_\odot}$ dans un rayon $r_{vir} = 275\,\mathrm{kpc}$, en analysant un large échantillon d'étoiles issues des données SDSS (2400 étoiles de type BHB). Les profils discutés sont représentés sur la figure 3.2. Les paramètres r_s et ρ_s sont ajustés pour le halo de matière noire de la Voie Lactée

afin de satisfaire les contraintes imposées par la densité locale de matière noire et la masse totale de la Galaxie. Les valeurs de r_s apparaissent sur la figure 3.2.

3.1.3 Distribution des sous-halos de matière noire

Les simulations ont établi qu'un halo de matière noire contient deux composantes : un profil de matière noire lisse (*smooth* en anglais), à laquelle s'ajoute une composante sous forme de sous-halos. La distribution globale des sous-structures galactiques peut être formulée en découplant ses dépendances spatiales et massiques :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}^3\vec{r}\,\mathrm{d}M} = N_{tot}\,\frac{\mathrm{d}\mathcal{P}_V(r)}{\mathrm{d}V} \times \frac{\mathrm{d}\mathcal{P}_M(M)}{\mathrm{d}M}\,, \tag{3.5}$$

avec les fonctions de probabilité $\mathrm{d}\mathcal{P}_V(r)/\mathrm{d}V$ et $\mathrm{d}\mathcal{P}_M(M)/\mathrm{d}M$ associées respectivement à la distribution spatiale dans la Galaxie et à la distribution en masse. Elles sont normalisées comme suit :

$$\int_0^{r_{vir}^{gal}} \frac{d\mathcal{P}_V(r)}{dV}\,d^3\vec{r} = 1 \qquad \text{and} \qquad \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \frac{d\mathcal{P}_M(M)}{dM}\,dM = 1\,, \tag{3.6}$$

où $M_{\min}$ et $M_{\max}$ sont les masses minimale et maximale des sous-structures présentes. N_{tot} représente le nombre total de sous-structures dans le rayon viriel de la Galaxie r_{vir}^{gal}. Ce formalisme a été présenté par exemple par Lavalle et al. (2008), pour une étude de l'amplification du signal d'antiprotons et positrons causée par les sous-structures. Soulignons deux points : d'une part, les effets d'environnement corrèlent les distributions spatiales et en masse, cependant ce point n'est pas discuté ici. D'autre part, la présence de sous-structures dans les halos galactiques ne dépend pas du modèle de physique des particules choisi pour les WIMPs.

La distribution spatiale. La distribution radiale des sous-halos est souvent considérée comme étant la même que le profil de densité massique de matière noire du halo. Cependant, les simulations tendent à montrer que ce n'est pas le cas : la densité de probabilité des sous-halos croît vers le centre du halo, mais de manière plus douce que la densité de matière noire du halo. De plus, il a été observé que la forme de ce profil ne dépend pas de la gamme de masse considérée. Ces résultats sont obtenus par différentes simulations. À partir de l'étude de la population des sous-halos dans des halos de matière noire simulés, Gao et al. (2004) observent une distribution proche de celle obtenue par Diemand et al. (2004b) :

$$\frac{d\mathcal{P}_V(r)}{dV} = A \times \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_H}\right)^2\right)}\,, \tag{3.7}$$

où $r_H \sim 0,37 \times r_{vir}$ est le rayon caractéristique de la distribution, A une constante de normalisation et r_{vir} le rayon viriel de la Galaxie. En proportion, la plupart des sous-halos d'une masse donnée se situent dans la partie périphérique du halo (ceci est simplement dû au rapport des volumes intégrés à partir de l'équation 3.7). Les résultats de la simulation Aquarius (Springel et al., 2008) convergent vers un profil de type Einasto (voir l'équation 3.3), moins concentré que le profil de matière noire du halo hôte. D'autre part, les simulations étudiant la distribution des galaxies dans les amas de galaxies corroborent ces résultats (par exemple Nagai et Kravtsov 2005). Quel que soit le profil de probabilité de densité choisi, ce dernier devra être normalisé suivant l'équation 3.6 gauche.

La distribution en masse. Les simulations N-corps ont montré que la distribution de masse des sous-structures de matière noire dans la Galaxie suit une loi de puissance :

$$\mathrm{d}\mathcal{P}_M(M)/\mathrm{d}M = B \cdot M^{-\alpha_M}\,, \tag{3.8}$$

avec $\alpha_M = 1,9$, valeur canonique obtenue dans diverses simulations (par exemple par Aquarius dans Springel et al. 2008 et par Gao et al. 2004). D'autres valeurs peuvent être avancées, comme $\alpha_M = 2,0$, trouvée par Diemand et al. (2007) avec la première version de la simulation Via Lactea, ou bien encore $\alpha_M = 1,73$ par Helmi et al. (2002). La constante B est une constante de normalisation permettant de satisfaire l'équation 3.6 droite :

$$B = (1-\alpha_M) \times \left(M_{\mathrm{max}}^{1-\alpha_M} - M_{\mathrm{min}}^{1-\alpha_M}\right)^{-1} \approx (1-\alpha_M) \times M_{\mathrm{max}}^{1-\alpha_M}\,, \tag{3.9}$$

où M_{min} est la masse minimale des sous-strucures, discutée dans le paragraphe suivant, et M_{max} la masse maximale. La masse maximale correspond, dans le cas de la Voie Lactée, à la masse des plus grandes sous-structures qui y sont observées. Les galaxies naines sphéroïdes, galaxies satellites de la Voie Lactée, sont des objets dominés par la matière noire (Gilmore et al., 2007a), dont la masse est de l'ordre de 10^8 à $10^{10}\,\mathrm{M}_\odot$. La masse maximale sera ainsi prise égale à $M_{max} = 10^{10}\,\mathrm{M}_\odot$. Les galaxies naines sphéroïdes seront étudiées dans le chapitre 7 comme sources potentielles pour la détection de matière noire avec H.E.S.S.

La masse minimale des sous-structures. Les simulations numériques atteignent des résolutions de l'ordre de $10^4\,\mathrm{M}_\odot$. La présence d'effets de lentille faible dans les observations laisse à penser qu'il existe des halos de matière noire à beaucoup plus petite échelle, comme le propose Schechter (2003) (par l'observation de quasars). Le modèle Λ-CDM prévoit une formation hiérarchique des structures, les plus petites structures se forment d'abord, puis grossissent par effondrement gravitationnel. La masse M_{min} de ces plus petites structures peut être déterminée par une étude théorique de la phénoménologie de la période de découplage. En effet, l'effondrement d'une petite structure de matière noire dans l'Univers primordial n'a pas lieu aussitôt après le découplage des WIMPs. Ces derniers peuvent encore interagir avec d'autres espèces par des processus élastiques, ce qui a pour conséquence d'atténuer les perturbations de densité primordiales présentes alors. En revanche lorsque le découplage cinétique a réellement lieu, les perturbations peuvent s'effondrer et donner naissance à un proto-halo de matière noire. La température à laquelle a lieu ce découplage cinétique permet de déterminer la masse minimale des sous-structures. Ce mécanisme est très dépendant du modèle de physique des particules choisi pour décrire les WIMPs. Profumo et al. (2006) considèrent aussi bien des modèles supersymétriques que des modèles à dimensions supplémentaires. La gamme possible pour la masse minimale des sous-structures est assez large : de $\sim 10^{-12}$ à $\sim 10^{-4}\,\mathrm{M}_\odot$ pour tous les modèles balayés. Ce résultat est confirmé par une analyse détaillée réalisée par Bringmann (2009). En revanche, Green et al. (2004) trouvent une coupure nette à $M_{min} \sim 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$ pour des modèles supersymétriques. Cette dernière valeur sera retenue dans ce document.

3.1.4 Paramètres intrinsèques des sous-halos

Les propriétés principales des sous-structures de matière noire dans la Galaxie, issues des simulations numériques et des analyses théoriques, sont énumérées ci-dessous.

Le profil de densité des sous-halos. Le profil de densité des halos de matière noire est universel en première approximation. Les sous-halos de la Galaxie adopteront ainsi les mêmes profils que ceux présentés dans le paragraphe 3.1.2 pour le halo Galactique. Cela suppose que les effets de marée (voir par exemple Berezinsky et al. 2003) auxquels sont soumis les sous-halos dans le halo Galactique sont négligés. En revanche, soulignons que les sous-structures ne contiennent pas de baryons, à l'exception des sous-halos de grande masse hébergeant par exemple les galaxies naines sphéroïdes.

Le rayon et la masse des sous-halos. L'un des buts des simulations numériques est d'extraire les propriétés génériques des sous-halos, en particulier leurs paramètres structurels (r_s, $\rho_s \ldots$), qui, en première approximation, ne dépendent que de la cosmologie considérée. Les propriétés d'un halo à une époque (ou un redshift) donnée sont reliées à son rayon viriel, qui est défini comme étant le rayon contenant une densité moyenne égale à un facteur Δ multiplié par la sensité critique de l'Univers ρ_c (Δ et ρ_c dépendent du redshift z, cependant comme nous travaillerons à $z = 0$, l'indication (z) est omise). Cette définition reste néanmoins jusqu'à un certain point qualitative et subjective. En effet, Power et al. (2003) montrent que les résultats des simulations N-corps dépendent fortement des critères choisis pour l'identification des halos. La définition du facteur Δ et du rayon « physique » d'un halo varie ainsi d'un auteur à l'autre. À toute fin de comparaison des résultats, il est nécessaire de savoir quelle définition a été utilisée. Les trois principales sont résumées dans l'annexe B de Giocoli et al. (2010) (voir également Dolag et al. 2004; Springel et al. 2008) et énumérées ci-dessous :

- $\Delta(z) = 200$ est fixée. Cette définition a été tout d'abord proposée et utilisée par Navarro et al. (1997), puis par Springel et al. (2008). Le rayon du sous-halo sera alors noté r_{200}.
- $\Delta(z) = 200\,\Omega_M(z)$, où $\Delta(z)$ dépend de la valeur de la densité de matière à un redshift donné (pour $z = 0$, $\Omega_M(z = 0) \simeq 0,27$, d'où $\Delta = \Delta(0) \sim 50$). Le rayon du sous-halo est désigné dans ce cas par r_{50}. Cette définition est utilisée par exemple dans la simulation Via Lactea II pour définir la taille des halos (Diemand et al., 2008). C'est la raison pour laquelle le tableau 3.1 fait référence à r_{50}.
- $\Delta(z)$ est issue de la solution du calcul de l'effondrement pour une perturbation sphérique. Sa valeur dépend du redshift z et du contenu de l'Univers. Pour un Univers plat, Stoehr (1999) a ajusté une formule analytique à ses simulations avec une précision meilleure que le pourcent :
$$\Delta(z) = 9\pi^2 \left(1 + \Omega_M(z)^\beta - \alpha[1 - \Omega_M(z)]\right) , \tag{3.10}$$
avec $\alpha = 0,7076$ et $\beta = 0,4403$. Avec les paramètres cosmologiques définis dans le chapitre 2, et pour $z = 0$, on obtient $\Delta = \Delta(0) = 93$. Certains auteurs utilisent $\Omega_M(z = 0) \simeq 0,3$, alors $\Delta = 97$.

Le rayon viriel d'un halo r_{vir} fera référence à la dernière définition dans la suite de ce document. Giocoli et al. (2010) donnent les expressions reliant r_{50} et r_{200} à r_{vir}. Le choix des différents auteurs est récapitulé dans le tableau 3.3. La masse virielle M_{vir} d'un halo sera en conséquence la masse comprise dans le rayon r_{vir} (expression qui sera utilisée dans le chapitre 6) :

$$M_{vir} = \frac{4\pi}{3} \Delta \rho_c \, r_{vir}^3 . \tag{3.11}$$

Le paramètre de concentration des sous-structures. Le paramètre c_{vir} est défini comme étant le rapport entre le rayon viriel r_{vir} (ou r_{200}, ou r_{50}, selon la définition de Δ adoptée) du

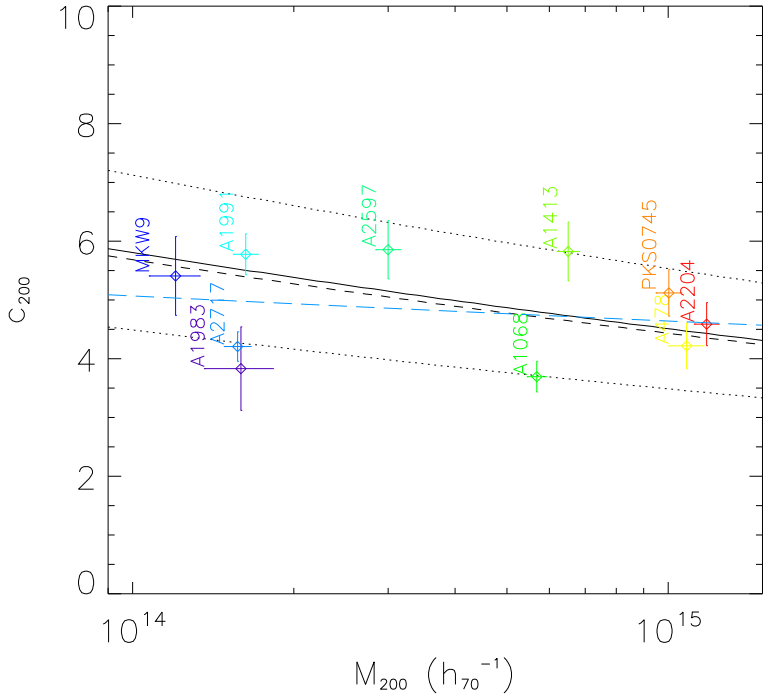


FIGURE 3.3 – *Paramètre de concentration c_{200} en fonction de la masse de l'amas de galaxies M_{200}. La ligne pleine représente la variation de c_{200} pour des amas à $z = 0$, issus des simulations de Dolag et al. (2004). Les lignes pointillées représentent l'erreur estimée sur cette relation. La ligne tiretée illustre la même relation pour un redshift $z = 0{,}15$, enfin la ligne bleue tiretée est le meilleur ajustement issu des 10 amas étudiés et représentés par des symboles (figure tirée de Pointecouteau et al. 2005).*

halo et le rayon caractéristique du profil de densité (par exemple r_s). Les halos de petite masse étant formés les premiers dans les scénarios cosmologiques hiérachiques, ils seraient ainsi plus concentrés que les halos de masse plus grande, formés plus tard (la densité de fond est plus grande lorsque l'Univers est plus petit). Ceci permet d'établir une relation de corrélation entre la masse virielle M_{vir} (ou la masse M_{200}) du halo de matière noire et son paramètre de concentration c_{vir} (ou c_{200}). Cependant, l'époque de formation des halos n'étant pas vraiment contrainte, une dispersion est attendue. De plus, l'influence des baryons présents dans les halos de matière noire peut conduire à une diminution du paramètre de concentration. Par exemple, Humphrey et al. (2006) ont analysé des amas de galaxies avec les observations en rayons-X du sattelite Chandra. Lors de la reconstruction des profils de densité de matière noire des différents amas, l'introduction d'une compression adiabatique modifie sensiblement la valeur du paramètre de concentration (dans la proportion d'un ordre de grandeur en moyenne).

Toutefois, il n'existe pas de mesures pour les sous-structures en deça des halos hébergeant les galaxies naines sphéroïdes de la Galaxie ($M_{vir} \lesssim 10^{10}\,M_\odot$). Dans ce cas les simulations numériques sont utilisées pour tenter de proposer des relations universelles de c_{vir}-M_{vir}. Il est nécessaire à nouveau de rester prudent face aux relations trouvées dans la littérature, car elles peuvent être basées sur des choix de paramètres différents (voir par exemple plus haut pour M_{vir}). Par ailleurs, il est indispensable de garder à l'esprit que cette relation n'est qu'une extrapolation pour les basses masses (la resolution en masse des simulations est de l'ordre de $\sim 10^3\,M_\odot$). De nombreux paramétrages sont ainsi proposés dans la littérature pour la relation

Définition de Δ	Utilisé par :	
$\Delta = 200$	Navarro et al. (1997) Springel et al. (2008) Neto et al. (2007)	Gao et al. (2008) Dolag et al. (2004)
$\Delta = 200 \times \Omega_M$	Diemand et al. (2008)	Eke et al. (2001)
$\Delta = \Delta_{vir}(z)$	Giocoli et al. (2010)	Bullock et al. (2001)

TABLE 3.3 – *Tableau récapitulant le choix des différents auteurs pour le paramètre* Δ*, intervenant dans la définition du rayon viriel et la masse d'un sous-halo.*

$c_{vir} = f(M_{vir})$ (Bullock et al., 2001; Eke et al., 2001; Dolag et al., 2004; Neto et al., 2007; Gao et al., 2008), les résultats de la simulation Aquarius (Springel et al., 2008) se rapprochant plutôt de la relation proposée par Neto et al. (2007) :

$$c_{200} = 4,67 \left(\frac{M_{200}}{10^{14}\, h^{-1}\, \mathrm{M}_\odot} \right)^{-0,11} , \tag{3.12}$$

où h est le paramètre de Hubble introduit dans le chapitre 2. Les relations proposées convergent néanmoins toutes vers une loi de puissance, dont l'indice est proche de ~0,1. Leur choix de définition du paramètre Δ est résumé dans le tableau 3.3. Pour conclure sur le paramètre de concentration, la relation liant le paramètre de concentration à la masse du halo peut être validée pour des structures de la taille des amas de galaxies : Pointecouteau et al. (2005) trouvent une bonne corrélation entre le paramètre de concentration des amas de galaxies et le paramétrage de Dolag et al. (2004), correspondance représentée sur la figure 3.3. Ils utilisent dans ce cas le paramètre de concentration relatif au rayon r_{200} défini précédemment.

La sphéricité. L'hypothèse de sphéricité des halos de matière noire est souvent avancée dans les études analytiques ou semi-analytiques, quoi qu'elle ne soit pas toujours justifiée. De nombreux efforts ont été faits pour caractériser la forme des halos de matière noire à partir des simulations N-corps (voir à ce titre les références citées par Allgood et al. 2006 et Kuhlen et al. 2007). Les structures s'étant formées par fusions successives de structures plus petites, il n'est pas attendu que les halos soient sphériques si le temps de relaxation du halo est plus grand que le temps entre deux fusions. La forme des halos de matière noire est ainsi approchée par un ellipsoïde, objet caractérisé par trois axes a, b, c, tels que $a \geqslant b \geqslant c$. L'ellipsoïde est dit de type *prolate* s'il a la forme d'un ballon de rugby ($a > b \approx c$), de type *oblate* s'il a la forme d'un hamburger ($a \approx b > c$), et sinon *triaxial* ($a > b > c$). Les études menées par Allgood et al. (2006) et Kuhlen et al. (2007) suggèrent des halos de type *prolate*, avec une excentricité $s = c/a$ valant $\langle s \rangle \sim 0,4 - 0,55$. Trois remarques générales sont néanmoins à considérer :

- Les halos qui se sont formés plus tôt ont tendance à être plus sphériques aujourd'hui.
- La présence de baryons n'est pas considérée dans les analyses précédemment citées, mais l'a été dans d'autres simulations. Les baryons ont une influence sur la forme des structures de matière noire par effet collisionnel, ils ont tendance à rendre les halos plus sphériques (voir par exemple Springel et al. 2004, qui ont étudié la variation de la forme des halos en présence et en l'absence de baryons).
- Les halos isolés ont tendance à être de type *prolate*, tandis que les sous-halos sont généralement plus sphériques.

Par soucis de simplicité de traitement, dans le chapitre 6, les sous-structures de la Galaxie seront considérées sphériques. Les effets de distorsion seront négligés.

Les différentes stratégies discutées dans le paragraphe suivant pour la détection de matière noire appellent une description précise de la distribution de la matière noire dans la Galaxie. Les principaux ingrédients de la distribution de matière noire ont été résumés : (i) les halos de matière noire sont globalement sphériques, (ii) leur paramètre de concentration dépend de leur masse, masse qui peut être aussi faible que $10^{-6}\,M_\odot$, (iii) la distribution spatiale des sous-halos ne suit pas le profil de matière noire du halo hôte, qui est couramment associé à un profil de type Einasto. Tous ces ingrédients seront utilisés dans le chapitre 6, dans le cadre du développement d'une simulation semi-analytique, visant à étudier le potentiel de détection des sous-structures de matière noire dans la Galaxie.

3.2 Détection directe et indirecte

Afin d'avoir une idée de la nature de la matière noire, il est important d'entreprendre une recherche de signature non-gravitationnelle. Il existe deux grandes voies menant à la détection de la matière noire, faisant intervenir un couplage des WIMPs avec la matière ordinaire. La détection directe se base sur la possibilité d'observer une énergie de recul d'un noyau dans un détecteur à bas bruit de fond, conséquence de la diffusion d'un WIMP sur un noyau du détecteur. La détection indirecte exploite quant à elle la possibilité de détecter les produits d'annihilation de particules de matière noire. L'indication d'une annihilation est principalement recherchée sous forme de rayons γ, de neutrinos, et d'antimatière (antiprotons, antideutérons et positrons). Enfin, des contraintes peuvent également être obtenues par les collisionneurs, à même d'atteindre des énergies de l'ordre de la masse des WIMPs. Cette masse est attendue communément entre 1 GeV et 120 TeV (Bertone et Merritt, 2005). La limite inférieure est appelée la limite de Lee-Weinberg (Lee et Weinberg, 1977), la limite supérieure correspond à la limite d'unitarité, abordée dans le chapitre 2.

3.2.1 La détection directe

Si la Galaxie est remplie de WIMPs, de nombreuses particules devraient croiser la Terre et interagir avec la matière ordinaire. Ainsi pourrait-on enregistrer une énergie de recul des noyaux lorsque les WIMPs diffusent sur ces derniers. Les ingrédients clés pour l'estimation du taux d'interactions attendu sont la densité massique locale de matière noire, sa distribution de vitesses à proximité du soleil et la section efficace de diffusion entre un WIMP et un nucléon. La diffusion peut être élastique ou inélastique, dépendante ou indépendante du spin. Ces nuances sont présentées par Bertone et al. (2005a) et Hooper (2009). Le type de diffusion le plus étudié est la diffusion élastique indépendante du spin. Dans ce cas, la diffusion est influencée par la masse atomique de la cible, et l'énergie de recul est de l'ordre de ~50 keV. Le taux différentiel d'interaction, i.e. le nombre d'événements par unité d'énergie, de temps et de masse de détecteur, est alors donné par (Green, 2010) :

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E} = \frac{\sigma_p\,\rho_\odot}{2\mu_{p\chi}^2 m_\chi} A^2 F^2(E) \int_{v_{min}}^{\infty} \frac{f(v)}{v}\mathrm{d}v\,, \tag{3.13}$$

où $\rho_\odot$ est la densité locale de WIMP, $f(v)$ la distribution locale de vitesse des WIMPs dans le référentiel attaché au détecteur, σ_p est la section efficace de diffusion d'un WIMP sur un proton, $\mu_{p\chi} = (m_p m_\chi)/(m_p + m_\chi)$ est la masse réduite des protons et WIMPs, A et $F(E)$ sont respectivement le nombre de masse et le facteur de forme des noyaux de la cible, et E l'énergie de recul. La dépendance du taux d'événements en temps [2], en énergie, et de la direction, ainsi que l'association à une autre signature (comme l'ionisation) permettent de discriminer le signal de matière noire d'autres bruits de fond. Une vingtaine d'expériences sont en cours de développement ou en fonctionnement aujourd'hui pour la détection directe de matière noire. Aucun signal n'a été observé permettant de clamer une découverte [3], néanmoins des limites contraignant les modèles de physique des particules sont déduites de ces expériences dans le plan des paramètres (σ_p, m_χ). Les résultats les plus contraignants sont obtenus par CDMS (Ahmed et al., 2009), un détecteur dont la cible est du Germanium, et Xenon-10/100 (Angle et al. 2008, Aprile et XENON Collaboration 2010), étudiant la scintillation dans du Xénon liquide.

3.2.2 La détection indirecte

Outre les recherches directes de matière noire, il est envisageable de détecter les produits de l'annihilation des WIMPs ayant lieu dans la Galaxie et dans les corps célestes comme le Soleil ou la Terre, où les WIMPs se seraient accumulés par capture gravitationnelle. Dans le cadre de la supersymétrie, les neutralinos s'annihilent pour former principalement des paires de fermions lourds ($b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau^+\tau^-$) et des bosons de jauge et/ou de Higgs (ZZ, W^+W^-, HA, hA, ZH, Zh, ZA and $W^\pm H^\mp$, où H, h, A et $H^\pm$ sont les bosons de Higgs du MSSM). La phénoménologie du processus d'annihilation des neutralinos est présentée en détails par Jungman et al. (1996). Les principaux canaux d'annihilation du neutralino sont représentés sur la figure 3.4. Le diagramme qui domine lors du découplage des WIMPs dépend de la composition du neutralino et de la masse et du couplage des particules échangées. Il en va de même pour la particule stable la plus légère des modèles à dimensions supplémentaires (non abordés dans le cadre de ce travail). Les produits primaires d'annihilation donnent lieu à des processus de fragmentation dans lesquels sont créés aussi bien des neutrinos de haute énergie, des électrons, positrons, antideutérons, protons et antiprotons relativistes, ainsi que des rayons γ de haute énergie. L'interaction des électrons et des positrons avec le milieu interstellaire conduit (champ de rayonnement, champ magnétique et matière interstellaires) à des traceurs supplémentaires. La recherche indirecte de matière noire utilise l'information apportée par les particules d'antimatière ($\overline{p}$, e^+ et $\overline{D}$), plutôt que par les particules correspondantes de matière (p, e^- et D), en raison de la rareté de leurs processus de création.

Les rayons γ. Les mécanismes de production des rayons γ lors de l'annihilation de WIMPs seront étudiés en détail dans le paragraphe 3.3. Ils sont issus principalement de la désintégration des mésons π^0 formés lors de l'hadronisation des produits primaires d'annihilation. Aux énergies concernées, les rayons γ n'atteignent jamais le sol : ils interagissent dans l'atmosphère

2. Une modulation annuelle du taux d'événements est attendue, due à la rotation de la Terre par rapport au Soleil, entraînant une modification annuelle de la vitesse relative de la Terre dans le référentiel Galactique (Drukier et al., 1986).

3. Signalons que l'expérience DAMA a observé une modulation annuelle de son taux d'événements (Bernabei et al., 2010). Ce résultat est sujet à polémique.

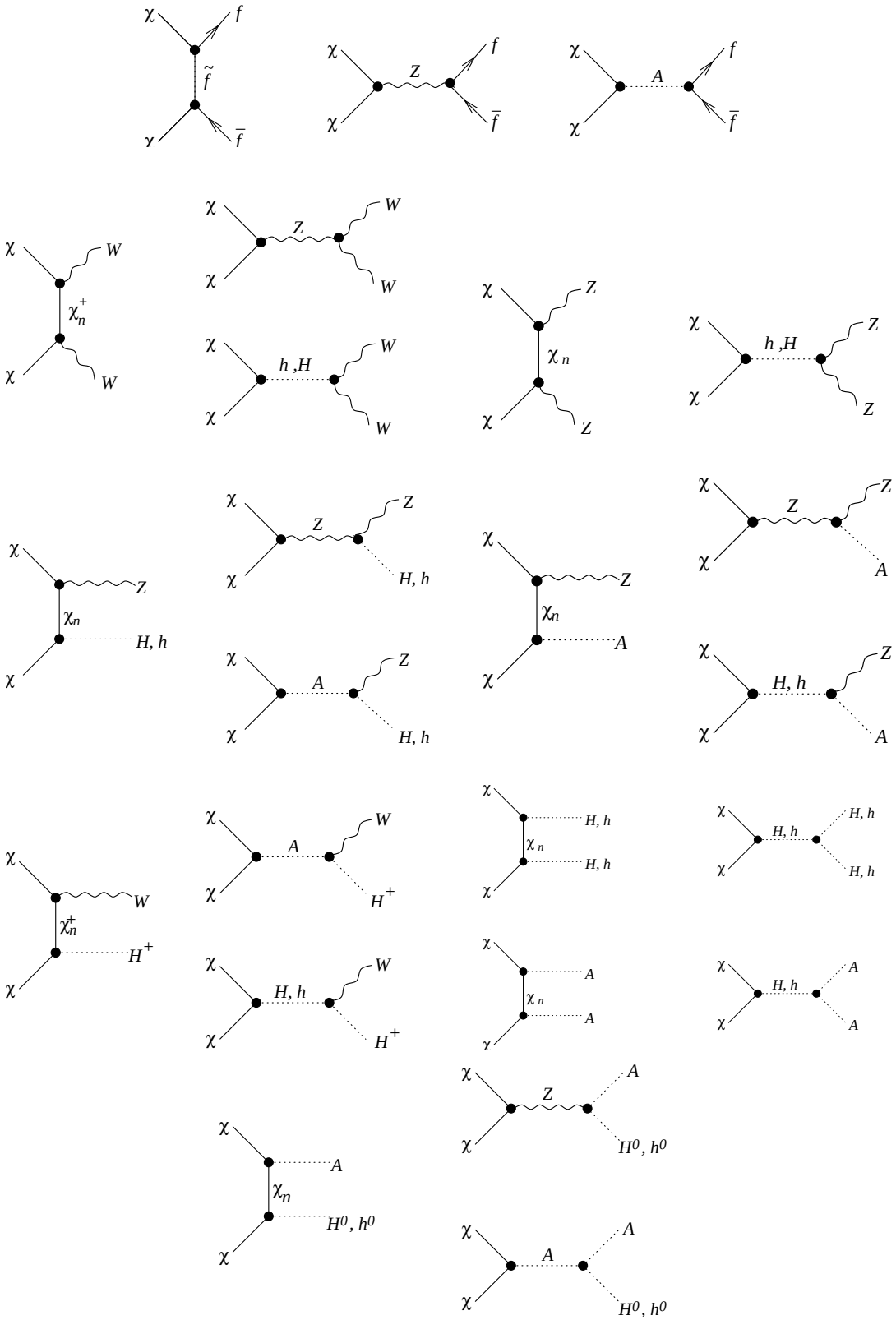


FIGURE 3.4 – *Principaux canaux d'annihilation du neutralino, particule candidate à la matière noire dans les extensions supersymétriques du modèle standard. Les produits d'annihilation sont les fermions f, les bosons Z et W, les bosons de Higgs H^0, $H^\pm$, h, A (figure tirée de Hooper 2009).*

pour créer des paires e^+e^-. Les méthodes de détection mises en œuvre cherchent ainsi soit à détecter les rayons γ directement en se plaçant dans l'espace – les satellites FERMI (Atwood et al., 2009) et EGRET (Thompson et al., 1993) en sont deux exemples – ou bien en étudiant les gerbes atmosphériques créées par les rayons γ. Cette dernière catégorie de détecteurs, les expériences au sol, est présentée dans les chapitres 4 et 5. Le flux de rayons γ est proportionnel à la densité de matière noire au carré. Ainsi, les régions de forte densité sont privilégiées. La recherche de matière noire en direction du centre des halos à l'échelle galactique concerne l'observation du centre de la Galaxie, des galaxies naines sphéroïdes, et la recherche aveugle de sous-structures n'hébergeant pas de composante lumineuse. Pour ce dernier point, seules des expériences capables de couvrir un grand champ de vue peuvent y prétendre, à savoir les satellites et les expériences au sol de future génération. D'autre part, la matière noire peut être recherchée sous forme diffuse, deux contributions étant recensées : une partie galactique et une partie extragalactique. En effet, la somme de l'émission de tous les sous-halos de la Galaxie et des structures à plus grande échelle produit un fond diffus de rayons γ. Ces différents points et l'état de l'art des observations seront approfondis dans le paragraphe 3.3.

Les positrons. Les positrons, à la même enseigne que les antiprotons et les antideutérons, ne se propagent pas en ligne droite. Particules chargées, elles sont déviées par les champs magnétiques présents dans la Galaxie, et ne portent plus l'information de la direction. Lors de leur propagation dans la Galaxie, les électrons et positrons sont soumis à des pertes d'énergie. Le libre parcours moyen d'un électron ou d'un positron relativiste au-delà de $\sim$10 GeV est de l'ordre de quelques centaines de parsecs (Delahaye et al., 2010). À défaut d'une information directionnelle, les positrons peuvent fournir une indication de la présence de matière noire par leur spectre. Récemment, le satellite PAMELA a détecté une fraction anormale de positrons (la fraction de positrons est le rapport entre le flux de positrons et le flux des électrons et des positrons combinés) aux énergies comprises entre 10 et 100 GeV (Adriani et al., 2009a). Cette observation a été confirmée par Fermi LAT (Abdo et al., 2009b), qui a détecté un flux de $(e^+ + e^-)$ montrant un léger excès. À plus haute énergie, le réseau de télescopes à effet Cherenkov H.E.S.S. a observé une chute du flux de $(e^+ + e^-)$ (voir Aharonian et al. 2008a et Aharonian et al. 2009c). Diverses études ont montré qu'il est possible de comprendre cet excès grâce à des processus astrophysiques standards : par exemple, une émission secondaire de positrons pourrait prendre place à proximité des sources (Blasi, 2009), d'autre part, les pulsars et les restes de supernovæ proches pourraient offrir une solution alternative pour l'anomalie dans le spectre (Delahaye et al., 2010). L'excès observé peut être également interprété en terme de matière noire, ce qui a été largement discuté dans la littérature. Un effort particulier a été fait pour réconcilier les observations conjointes de PAMELA, Fermi, et H.E.S.S. Meade et al. (2010) proposent ainsi la présence d'un WIMP de masse $m_\chi = 3\,\mathrm{TeV}$, mais dont la section efficace est assez élevée $\langle\sigma v\rangle = 7{,}7 \times 10^{-23}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$ (voir la figure 3.5).

Les émissions leptoniques secondaires. Des photons supplémentaires peuvent être émis à cause de l'interaction des électrons et positrons relativistes (émis lors des annihilation de WIMPs) avec les champs et la matière interstellaires : un rayonnement synchrotron issu de l'interaction avec les champs magnétiques, un rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) émis lors de l'interaction avec la matière interstellaire, et un rayonnement produit lors de la diffusion Compton inverse sur les champs de rayonnement du fond diffus cosmologique (CMB) et des étoiles (Kuhlen, 2010). Ces différentes émissions peuvent contraindre les modèles de matière noire proposés satisfaisant les observations réalisées à d'autres longueurs d'onde, ou

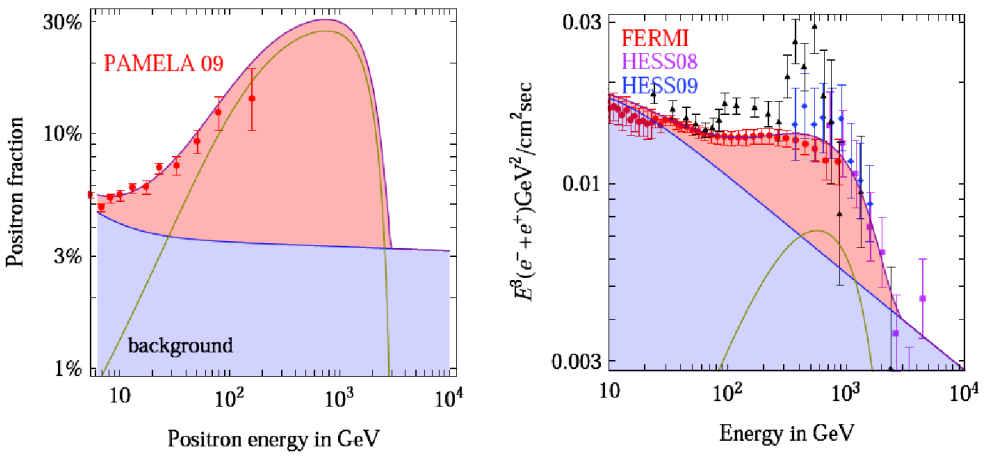


Figure 3.5 – *La fraction de positrons et le spectre des électrons et positrons sont ajustés aux données de PAMELA (figure de gauche) et de Fermi et H.E.S.S. (figure de droite). Le modèle de propagation des rayons cosmiques choisi est présenté dans Donato et al. (2004). L'ajustement est réalisé pour une annihilation de WIMPs en leptons ($\mu^+\mu^-$), le profil de matière noire de la Galaxie étant un profil de NFW97. La masse du WIMP obtenue est $m_\chi = 3\,\mathrm{TeV}$, et sa section efficace $\langle\sigma v\rangle = 7,7 \times 10^{-23}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$ (figure issue de Meade et al. 2010).*

avec d'autres traceurs.

Les antiprotons. Il existe deux types de production d'antiprotons : une voie standard, dans laquelle les antiprotons sont des produits *secondaires*[4] émis lors de l'interaction de protons avec les constituants de la matière interstellaire (dans le disque galactique), et une voie exotique, où les antiprotons sont des produits *primaires* issus de l'annihilation de WIMPs. Si des gluons ou des quarks sont produits lors de l'annihilation de WIMPs, leur hadronisation peut conduire à la création d'antiprotons. Après avoir été produits, les antiprotons subissent également un mécanisme de propagation complexe dans le halo galactique, impliquant des processus de diffusion sur les champs magnétiques et des pertes d'énergie. La résolution des équations de diffusion permet de prédire le flux diffus de ces particules sur Terre. Notons que les antiprotons ont un libre parcours moyen dans la Galaxie beaucoup plus important que les électrons/positrons (voir par exemple Taillet et Maurin 2003 et Maurin et Taillet 2003). Ce détail a son importance pour une analyse combinée en terme de matière noire des antiprotons/positrons.

Les données récentes prises par le satellite PAMELA du rapport du flux des antiprotons sur le flux de protons entre 1 et 100 GeV (Adriani et al., 2009b) sont en bon accord avec les prédictions théoriques de production *secondaire* d'antiprotons (Donato et al., 2001). Ce résultat place des contraintes sur le couplage des WIMPs avec les quarks lourds, prédictions intéressantes pour la détection de matière noire dans les accélérateurs de particules comme le LHC (Boehm et al., 2009).

4. Notons que dans le cas des rayons cosmiques d'antimatière, l'emploi des termes *primaire* et *secondaire* n'est pas l'usage qui en est fait dans le reste du chapitre. Les rayons cosmiques d'antimatière issus de l'annihilation de WIMPs sont des produits *primaires* en regard des rayons cosmiques produits par spallation, qui sont eux des produits *secondaires*. En revanche, lorsqu'il s'agit de l'étude de l'annihilation des WIMPs, les produits d'annihilation *primaires* s'hadronisent ou se désintègrent en particules *secondaires* tels que les photons, les neutrinos ou ces mêmes rayons cosmiques.

Les antideutérons. Les antideutérons résultent de la fusion d'une paire $\overline{p}+\overline{n}$. Selon la même terminologie que celle utilisée pour les antiprotons, les antideutérons *secondaires* sont produits dans le disque galactique, lors des collisions de protons cosmiques avec les noyaux d'hélium du milieu interstellaire. La production *primaire* d'antideutérons par des processus d'annihilation de WIMPs a été tout d'abord proposée par Donato et al. (2000). Les antideutérons n'ont pas été observés jusqu'à présent : l'expérience en ballon BESS a ainsi placé une limite supérieure sur le flux (Fuke et al., 2005). Cette limite est encore trois ordres de grandeur au-dessus du signal attendu pour les *secondaires*. Cependant, la composante *primaire*, même lorsque la contrainte sur les antiprotons est prise en compte, peut se trouver deux ordres de grandeur au-dessus du *secondaire*. Ceci implique : (i) que les antideutérons restent une bonne cible pour la détection indirecte ; (ii) qu'en cas de non détection, le pouvoir d'exclusion des antideutérons est plus grand que celui des antiprotons (Donato et al., 2008).

Les neutrinos. Des neutrinos peuvent être produits lors de l'annihilation de WIMPs, de manière indirecte à partir principalement de quarks lourds, de bosons de jauge, de leptons tau et de bosons de Higgs. Ces processus donnent un spectre large de neutrinos, dont l'énergie est typiquement de l'ordre de $1/2$ à $1/3$ de la masse du WIMP. Les neutrinos n'étant pas déviés durant leur propagation, la recherche d'un signal d'annihilation de WIMPs, comme pour les rayons γ, se fera en direction des régions de forte densité de matière noire. Les deux sources les plus prometteuses pour ce canal sont le centre du Soleil et le centre de la Terre, où les WIMPs sont capturés par interaction gravitationnelle. Néanmoins, dans la plupart des modèles de physique de particules considérés, le taux de capture des WIMPs est plus important dans le Soleil (voir par exemple Bertone et al. 2005a). Actuellement, les meilleures contraintes expérimentales de recherche de neutrinos issus de l'annihilation de WIMPs sont obtenues par IceCube (Abbasi et al. 2009 pour la recherche de matière noire supersymétrique et Abbasi et al. 2010 pour la recherche de matière de type Kaluza-Klein) et Super-Kamiokande (Desai et al., 2004).

En résumé. L'exploration en vue de la recherche d'un signal de matière noire donne lieu à de nombreuses voies d'investigation, dont un aperçu a été présenté. Les excès observés sur Terre trouvent une explication en terme de matière noire, mais également grâce à des processus astrophysiques standards, qui semblent plus naturels. Il est donc raisonnable de penser qu'aucun signal de matière noire n'a encore été détecté. Les rayons γ font l'objet du prochain paragraphe. Ils sont avantagés du fait de leur propagation en ligne droite dans la Galaxie, des recherches angulaires et spectrales peuvent être engagées et se compléter.

3.3 Flux de rayons γ en provenance de halos de matière noire

Le flux de rayons γ en provenance d'un halo de matière noire peut se factoriser en deux termes, l'un prenant en compte la répartition de la matière noire dans le halo (Φ^{ASTRO}), l'autre le modèle de physique des particules choisi pour décrire la matière noire ($\mathrm{d}\Phi^{\mathrm{PP}}/\mathrm{d}E_\gamma$) :

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma, \Delta\Omega) = \Phi^{\mathrm{ASTRO}}(\Delta\Omega) \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi^{\mathrm{PP}}}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)\,, \tag{3.14}$$

où E_γ est l'énergie du rayon γ et $\Delta\Omega$ l'angle solide d'observation. Le nombre de rayons γ observés pendant un temps T_{obs} par un détecteur dont l'aire effective $A_{\rm eff}(E_\gamma)$ est connue, s'exprime ainsi :

$$N_\gamma = T_{obs} \int_0^\infty \mathrm{d}E_\gamma \cdot A_{\rm eff}(E_\gamma) \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma, \Delta\Omega)\,. \tag{3.15}$$

Un instrument ne reconstruit pas parfaitement la direction θ et l'énergie E d'un rayon γ incident. Une analyse réaliste nécessite donc de tenir compte de la résolution angulaire et en énergie de l'instrument, car les termes de l'équation 3.15 en dépendent. Le terme atrophysique $\Phi^{\rm ASTRO}$ dépend de la direction d'observation θ, tandis que le terme de physique des particules $\mathrm{d}\Phi^{\rm PP}/\mathrm{d}E_\gamma$ est une fonction de l'énergie. De plus, l'aire effective $A_{\rm eff}$ de l'instrument dépend de l'énergie mais aussi de la direction d'arrivée du rayon γ. Soit $\mathcal{P}(\tilde{E}, E)$ la probabilité d'observer une énergie reconstruite $\tilde{E}$ pour une énergie vraie E, et $\mathcal{P}(\tilde{\theta}, \theta)$ la propabilité d'observer une direction reconstruite $\tilde{\theta}$ pour une direction vraie θ. Le nombre de rayons γ observés s'écrit alors :

$$N_\gamma = T_{obs} \int_0^\infty \mathrm{d}\tilde{\theta} \int_0^\infty \mathrm{d}\tilde{E}_\gamma \int_0^\infty \mathrm{d}E_\gamma \cdot A_{\rm eff}(E_\gamma, \theta) \cdot \Phi^{\rm ASTRO}(\Delta\Omega, \theta) \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi^{\rm PP}}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma) \cdot \mathcal{P}(\tilde{E}_\gamma, E_\gamma) \cdot \mathcal{P}(\tilde{\theta}, \theta)\,. \tag{3.16}$$

La résolution angulaire de l'expérience H.E.S.S. est de l'ordre de 0, 1°, et la résolution en énergie meilleure que 15% (voir le chapitre 4). L'influence des deux paramètres $\mathcal{P}(\tilde{E}, E)$ et $\mathcal{P}(\tilde{\theta}, \theta)$ est présentée par Bringmann et al. (2009a), pour une analyse concernant le détecteur MAGIC. La résolution angulaire joue un rôle non négligeable pour les sources dont l'extension angulaire est supérieure à la résolution angulaire de l'instrument. La résolution en énergie est importante dans le cas de structures spectrales piquées. Cependant, dans le cadre de cette analyse, il sera supposé que les reconstructions angulaire et en énergie sont idéales. En effet, non seulement le facteur astrophysique reste incertain (voir les sections précédantes), et l'espace des paramètres autorisés pour la section efficace d'annihilation varie de plusieurs ordres de grandeur (Lombardi et al., 2009). Les incertitudes dues à la résolution de l'instrument seront négligées face à cette dispersion.

3.3.1 Le facteur astrophysique

Le facteur astrophysique prend en compte la morphologie du halo observé et dépend de la résolution angulaire de l'instrument α_{exp}. Il correspond à l'intégrale sur la ligne de visée du carré de la densité massique de matière noire, elle-même intégrée sur l'angle solide $\Delta\Omega = 2\pi[1 - \cos(\alpha_{exp})]$:

$$\Phi^{\rm ASTRO}(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \int_{l.d.v.} \mathrm{d}l\, \rho^2\left(r(l)\right)\ , \tag{3.17}$$

avec $\rho(r)$ le profil de densité de matière noire du halos et l la coordonnée spatiale qui parcourt la ligne de visée ($l.d.v.$) à l'intérieur de l'angle solide. Le volume d'intégration est représenté sur la figure 3.6 par la partie grisée. Si le halo est ponctuel vis-à-vis de la résolution angulaire α_{exp} de l'instrument, l'estimation du facteur astrophysique est simplifiée. Pour un halo situé à une distance d de l'observateur, avec un rayon viriel r_{vir} tel que $(r_{vir}/d) \lesssim \alpha_{exp}$, le facteur astrophysique peut être approché de la sorte :

$$\Phi^{\rm ASTRO}(\Delta\Omega) \simeq \frac{1}{d^2} \int_0^{r_{vir}} \mathrm{d}r\, r^2\, \rho^2(r)\,. \tag{3.18}$$

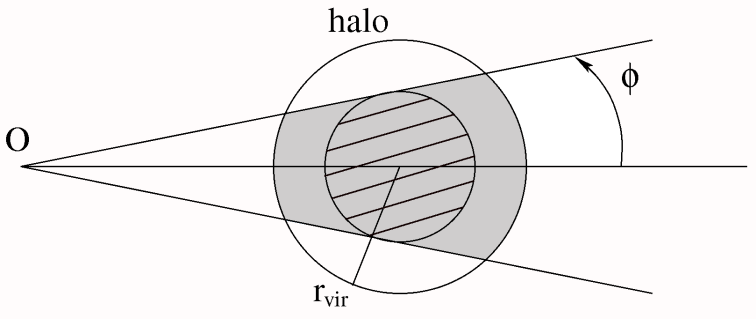


FIGURE 3.6 – *Illustration du volume du halo dont la densité sera intégrée lore du calcul du facteur astrophysique. La partie grisée correspond au volume à prendre réellement en compte, la partie hachurée constituera une hypothèse conservative vis-à-vis des limites de non-détection.*

Notons que ce calcul simplifié (représenté par la partie hachurée sur la figure 3.6) est utilisé dans la littérature, même lorsque l'approximation ponctuelle n'est pas validée.

3.3.2 Le facteur de physique des particules

Le terme de l'équation 3.14 prenant en considération la physique des particules est le produit de deux facteurs : le premier ne dépend que de la masse et de la section efficace du candidat à la matière noire, le second dépend du spectre des rayons γ produits lors de l'annihilation de deux particules de matière noire (Hooper, 2009).

$$\frac{\mathrm{d}\Phi^{\mathrm{PP}}}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma) = \frac{\langle\sigma_{ann}v\rangle}{8\pi m_\chi^2} \cdot \frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)\,, \tag{3.19}$$

où $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ est la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse relative des particules, m_χ est la masse du WIMP, $\mathrm{d}N_\gamma/\mathrm{d}E_\gamma$ est le spectre différentiel de photons par annihilation, en unité de E^{-1}. Les photons sont produits de trois manières (voir la figure 3.7 pour une illustration schématique) :

– Les WIMPs étant neutres, il n'existe pas de couplage direct avec les photons. En revanche, une grande quantité de photons secondaires peuvent être émis par la désintégration de mésons $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Ces mésons sont formés lors de l'hadronisation des produits primaires d'annihilation, des bosons et des fermions (des exemples de canaux d'annihilation ont été donnés sur la figure 3.4). La somme sur tous les canaux contribue à l'émission d'un spectre continu de rayons γ, dont la forme dépend peu de la nature des produits primaires. Seul le canal produisant des fermions $\tau^+\tau^-$ amène à un spectre différent, plus dur que la moyenne des autres canaux. Dans le cadre des modèles supersymétriques, des outils, comme le générateur Monte Carlo développé dans le programme PYTHIA (Sjöstrand et al., 2001), permettent de générer ces spectres sur lesquels peuvent être ajustés une expression analytique. Fornengo et al. (2004) proposent ainsi un paramétrage du spectre d'annihilation pour les différents canaux d'annihilation :

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma^i}{\mathrm{d}E_\gamma} = \frac{1}{m_\chi}\frac{\mathrm{d}N_\gamma^i}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{m_\chi}\eta x^a e^{b+cx+dx^2+ex^3}\,, \tag{3.20}$$

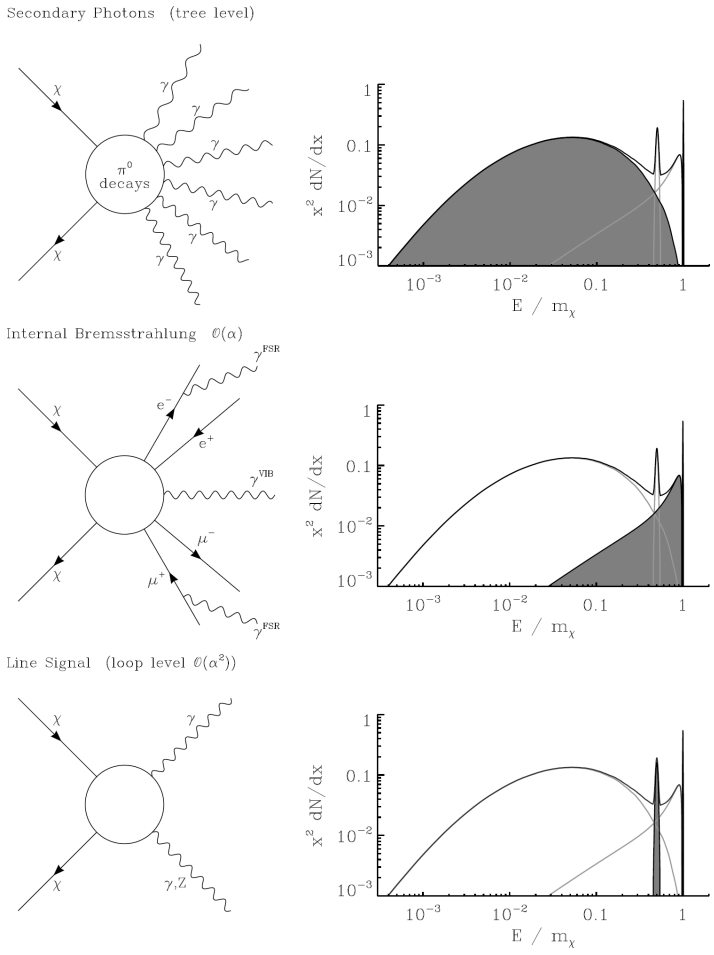


Figure 3.7 – *Schéma des différentes sources de rayons γ et leur distribution en énergie à partir de l'annihilation de WIMP. En haut : photons secondaires issus de la désintégration des pions neutres produits lors de l'hadronisation des produits d'annihilation primaires. Au milieu : photons créés lors de l'émission bremsstrahlung interne à partir des produits d'annihilation chargés. En bas : raies d'émission monochromatiques issues de l'annihilation en deux photons ou en un photon et un boson Z (figure tirée de Kuhlen 2010).*

avec $x = E_\gamma/m_\chi$, m_χ la masse du neutralino, i identifiant la nature du produit primaire, et a, b, c, d, e, et η des constantes d'ajustement fonction de la masse du neutralino et du canal d'annihilation. En revanche pour les leptons τ, la forme varie un peu :

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma^\tau}{\mathrm{d}E_\gamma} = \frac{1}{m_\chi}\frac{\mathrm{d}N_\gamma^\tau}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{m_\chi} x^{a_\tau}(b_\tau x + c_\tau x^2 + d_\tau x^3)\, e^{e_\tau x}\,, \tag{3.21}$$

où a_τ, b_τ, c_τ, d_τ et e_τ sont également des constantes d'ajustement. Différentes expressions permettent d'estimer la valeur moyenne de ce continuum. À titre d'exemple, Bergström et al. (1998) se sont intéressés à la production de photons lors de l'annihilation de neutralinos de grande masse ($m_\chi \gtrsim 500$ GeV). Ils observent que les canaux d'annihilation sont principalement WW et ZZ, et le paramétrage proposé est le suivant :

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma} = \frac{1}{m_\chi}\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{m_\chi}\frac{0,73\, e^{-7,8x}}{x^{1,5}}\,. \tag{3.22}$$

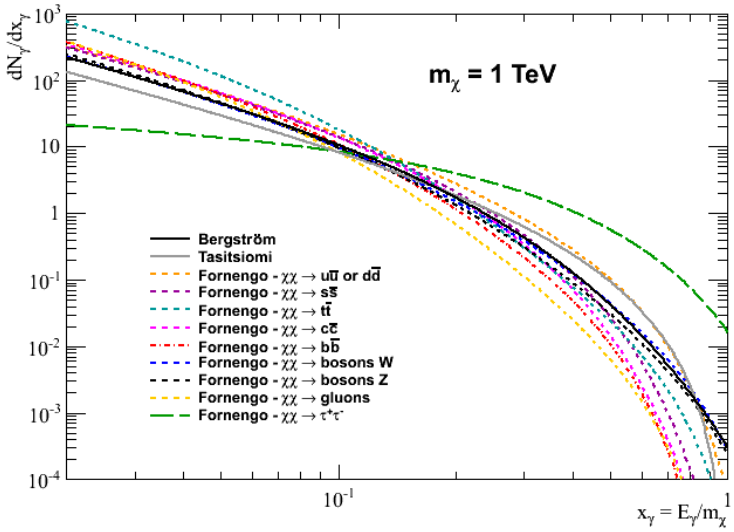


FIGURE 3.8 – *Spectre de production de rayons γ lors de l'annihilation de neutralino de masse $m_\chi = 1$ TeV. Il est obtenu à partir de simulations Monte Carlo. Fornengo et al. (2004) étudient séparément les différents canaux d'annihilation, tandis que Bergström et al. (1998) et Tasitsiomi et Olinto (2002) proposent des paramétrages moyens en tenant compte des rapports d'embranchement des divers canaux. Le spectre est exprimé en fonction de la variable réduite $x = E_\gamma/m_\chi$.*

Tasitsiomi et Olinto (2002) suggèrent quant à eux l'expression suivante (obtenue en intégrant leur formule (16)) :

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma} = \frac{1}{m_\chi}\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{m_\chi}\cdot\left(\frac{10}{3} - \frac{5}{4}x^{1/2} - \frac{5}{2}x^{-1/2} + \frac{5}{12}x^{-3/2}\right). \tag{3.23}$$

Ces deux dernières expressions ont été retenues, car elles fournissent le spectre moyen attendu de rayons γ de haute énergie. Tous les paramétrages sont représentés sur la figure 3.8 pour un neutralino de masse $m_\chi = 1$ TeV. La fonction proposée par Bergström et al. (1998) semble être la plus compatible avec la moyenne des spectres obtenus par Fornengo et al. (2004) pour les différents canaux d'annihilation.

– Il existe des canaux d'annihilation à une boucle donnant lieu à des photons monoénergétiques. Les deux principaux diagrammes de Feynman conduisent à la formation de deux photons, et à la production d'un boson Z et d'un photon. Ces deux canaux ont été étudiés par Bergström et al. (1998).

– Enfin, une importante contribution à haute énergie ($E_\gamma \lesssim m_\chi$) résulte des processus de Bremsstrahlung interne (Bringmann et al., 2008). Ils surviennent lorsque les produits d'annihilation sont chargés. Deux types de rayonnements de Bremsstrahlung interne peuvent être distingués : le premier est émis par les produits finaux d'annihilation (*Final State Radiation*, FSR), le second est émis lors de l'échange d'une particule virtuelle chargée (*Virtual Internal Bremsstrahlung*, VIB). Aucun de ces deux processus ne requiert la présence d'un champ électromagnétique externe, d'où son appellation. Le spectre de rayons γ résultant est piqué à haute énergie, son amplitude dépend fortement des propriétés du candidat matière noire choisi : Cannoni et al. (2010) soulignent ainsi que la prise en considération de l'effet de Bremsstrahlung interne n'est pertinente que pour les

modèles où la production de rayons γ monoénergétiques est prédominante devant le continuum.

L'importance relative des trois contributions et le spectre résultant dépendent du détail du modèle de physique des particules choisi pour décrire la matière noire. Le spectre global peut ainsi s'écrire :

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma) = 2b_{\gamma\gamma}\,\delta(E_\gamma - m_\chi) + b_{\gamma Z}\,\delta(E_\gamma - m_\chi + \frac{m_Z^2}{4m_\chi}) + \sum_i b_i \frac{\mathrm{d}N_\gamma^i}{\mathrm{d}E}(E_\gamma, m_\chi)\ , \tag{3.24}$$

avec m_χ la masse du WIMP et b_X le rapport d'embranchement de l'annihilation de WIMP dans un canal X. Les deux premiers termes reflètent la production de photons monoénergétiques, tandis que le dernier terme tient compte de l'annihilation produisant un continuum de photon γ. Les annihilations en photons monoénergétiques ont des rapports d'embranchement beaucoup plus faibles que le continuum, avec un rapport de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} (Wood et al., 2008). Ainsi, bien que ces raies monoénergétiques puissent offrir une signature spectrale sans équivoque, elles seront négligées par la suite.

3.3.3 État des observations en rayons γ

Jusqu'à présent, aucun signal γ n'a été identifié comme provenant de l'annihilation de particules de matière noire. Cela permet de contraindre les modèles de physique des particules sous-jacents. Les observations entreprises par le satellite Fermi, et les expériences au sol H.E.S.S., MAGIC, VERITAS et Whipple sont résumées ci-dessous, ainsi que dans le tableau 3.4. Des détails sur le fonctionnement des détecteurs à effet Cherenkov observant les rayons γ de très haute énergie seront trouvés dans le chapitre 4.

- Comme le flux de rayons γ est proportionnel au carré de la densité de matière noire (voir l'équation 3.17), le centre Galactique a été considéré dans le passé comme la meilleure option. Cependant, cette région du ciel abrite de nombreuses sources astrophysiques standard, qui émettent des flux importants de rayons γ, formant un bruit de fond irréductible pour la détection de matière noire. Les résultats obtenus par H.E.S.S. (Aharonian et al., 2006d), MAGIC (Albert et al., 2006) et Fermi (Vitale et al., 2009) ne permettent pas d'identifier un signal de matière noire dans cette région.
- D'autres objets prometteurs sont les galaxies naines sphéroïdes, galaxies satellites de la Voie Lactée. Ces galaxies sont les plus petits objets astronomiques (taille ~1 kpc), et les moins lumineux (luminosité $\sim 10^2 - 10^8 \mathrm{L}_\odot$), dont la dynamique est dominée par la matière noire (Gilmore et al., 2007b). De plus, la population d'étoiles de ces galaxies étant relativement vieille, l'émission de rayons γ par des sources astrophysiques standard n'est pas attendue. Grâce à son grand champ de vue, le satellite Fermi en a observé 9 dont les profils de densité de matière noire sont assez contraints par des observations optiques pour être déduits (Abdo et al., 2010b; Scott et al., 2010). Les instruments au sol ne sont pas en mesure d'observer toutes les régions de la Galaxie. Ainsi, les expériences comme Whipple, MAGIC et VERITAS, situées dans l'hémisphère nord, ont pu observer Draco (Wood et al., 2008; Albert et al., 2008a; Wagner et al., 2009a), Ursa Minor (Wood et al., 2008; Wagner et al., 2009a), Willman I (Aliu et al., 2009; Wagner et al., 2009a)

et Boötes I (Acciari et al., 2010). H.E.S.S., situé dans l'hémisphère sud, a pu prendre des données en direction de Canis Major (Aharonian et al., 2009a), Sagittarius (Aharonian et al., 2010), Carina et Sculptor (H.E.S.S. Collaboration, 2010). Aucune de ces galaxies naines sphéroïdes n'a été détectée en γ.

– Les galaxies du groupe local, les amas de galaxies, et de manière plus incertaine les amas globulaires, sont des objets situés a priori dans des halos de matière noire, et sont ainsi des sources potentielles pour la détection indirecte de matière noire. H.E.S.S. a observé la galaxie M87 située au centre de l'amas de galaxies Virgo (Aharonian et al., 2006d), ainsi que les amas de galaxies de Coma (Aharonian et al., 2009b), Abell 496 et Abell 85 (Aharonian et al., 2009e). VERITAS s'est penché sur l'amas globulaire M5, les galaxies du groupe local M32 et M33 (Wagner et al., 2009a), et l'amas de Galaxie de Coma (Perkins, 2008), Whipple sur l'amas globulaire M15, les galaxies du groupe local M32, M33 (Wood et al., 2008) et les amas de galaxies Perseus et Abell 2029 (Krawczynski et al., 2005), MAGIC sur l'amas globulaire M13 (Anderhub et al., 2009) et l'amas de galaxies Perseus (Aleksić et al., 2010). Enfin Fermi a observé les amas de galaxies AWM 7, M49, Fornax, NGC 4636, Centaurus (A3526) et Coma (The Fermi-LAT Coll., 2010). Il n'apparaît pas de particularités spectrales propre à la matière noire pour ces objets.

– Un autre scénario fournissant des sources intéressantes pour la détection indirecte de matière noire a été proposé par Bertone et al. (2005b). Les trous noirs de masse intermédiaire (*Intermediate Mass Black Holes*, IMBHs) de la Galaxie auraient accrété des WIMPs, ce qui permet au taux d'annihilation d'être amplifié. H.E.S.S. a effectué une recherche de sources qui pourraient correspondre à ce scénario dans le plan Galactique, et n'a identifié aucun candidat (Aharonian et al., 2008d). Notons néanmoins que ce scénario semble être très constraint, et au final peu prometteur pour les expériences Fermi-LAT ou CTA (Bringmann et al., 2009b).

– Enfin, une dernière stratégie consiste à étudier la présence de sous-halos, aussi bien à l'échelle galactique qu'à l'échelle cosmologique. Les sous-halos galactiques de petite masse ne sont pas toujours résolus par les expériences actuelles, ils contribuent ainsi à un fond diffus plus ou moins isotrope. Le spectre de ce fond de rayons γ pourrait porter une signature de matière noire, il a été étudié par Fermi qui n'a pas identifié la matière noire, aussi bien au niveau galactique qu'au niveau cosmologique en analysant le fond diffus extragalactique (Abdo et al., 2010a). Les sous-halos dont la taille serait suffisamment grande ont été recherchés dans le catalogue des sources non identifiées par Fermi, sans résultat probant (Buckley et Hooper, 2010).

3.4 Resumé et conclusion

La distribution de la matière noire dans la Galaxie est fournie par les résultats de simulations N-corps étudiant la formation des structures dans l'Univers. Dans le paradigme Λ-CDM, l'Univers est peuplé de halos de matière noire de différentes tailles, reproduisant l'équivalent d'une structure fractale : les halos contiennent des sous-halos, qui eux-mêmes contiennent des sous-halos… À partir des résultats de ces simulations, il est possible de déduire les propriétés et les profils de densité des halos présents dans la Galaxie. Une composante *lisse* s'ajoute à la présence

Expériences	C.G.	dSphs	IMBH et SH	Glob et Gal	Diffus
H.E.S.S. Aharonian et al. (2006d) Aharonian et al. (2006e) Aharonian et al. (2008d) Aharonian et al. (2009a) Aharonian et al. (2009b) Aharonian et al. (2009e) Aharonian et al. (2010) H.E.S.S. Collaboration (2010)	(48,7)	Canis Major (9,6) Sagittarius (11,0) Carina (14,8) Sculptor (11,8)	IMBHs (~ 400)	M87 (89) Coma (8,2) Abell 496 (14,6) Abell 85 (32,5)	
VERITAS Perkins (2008) Wagner et al. (2009a) Acciari et al. (2010)		Draco (18,4) Ursa Minor (18,9) Willman I (13,7) Boötes I (14,3)		M5 (15,0) M32 (11,3) M33 (11,8) Coma (18,6)	
MAGIC Albert et al. (2006) Albert et al. (2008a) Aliu et al. (2009) Anderhub et al. (2009) Aleksić et al. (2010)	(~ 24)	Draco (7,8) Willman I (15,5)		M13 (20,7) Perseus (24,4)	
Whipple Krawczynski et al. (2005) Wood et al. (2008)		Draco (14,3) Ursa Minor (17,2)		M15 (1,2) M32 (6,9) M33 (17,0) Perseus (~14) Abell 2029 (~7)	
Fermi-LAT Vitale et al. (2009) Abdo et al. (2010a) Abdo et al. (2010b) Buckley et Hooper (2010) Scott et al. (2010) The Fermi-LAT Coll. (2010)	(11 m.)	Coma Berenices, Bootes I, Draco, Fornax, Sculptor, Sextans, Ursa Major II, Ursa Minor[a] (11 m.) Segue 1 (11 m.)	Sous-halos (11 m.)	AWM 7, M49, Fornax, NGC 4636, Centaurus (A3526), Coma (11 m.)	Isotrope (11 m.)

[a]Fermi-LAT a également observé les galaxies naines sphéroïdes suivantes : Bootes II, Hercules, Leo IV, Segue 2, Willman 1.

TABLE 3.4 – *Résumé des recherches de matière noire avec les expériences observant les rayons γ de haute et de très haute énergie, pour différentes sources stratégiques : le centre Galactique (***C.G.***), les galaxies naines sphéroïdes (***dSphs***), les trous noirs de masse intermédiaires (*Intermediate Mass Black Holes*, IMBHs) et les sous-halos galactiques (***IMBH et SH***), les amas globulaires, les galaxies du groupe local et les amas de galaxies (***Glob et Gal***) et les émissions diffuses galactique et extragalactique (***Diffus***). Les temps d'observation sont indiqués entre parenthèses, en heures pour les expériences au sol, en mois pour le satellite Fermi. Le détecteur Fermi-LAT ayant un champ de vue de l'ordre du steradian, le ciel est vu pratiquement dans son ensemble.*

de sous-structures, dont les distributions spatiale et en masse ont été présentées. Ceci permettra de prédire le potentiel de détection de la matière noire de manières directe et indirecte. La détection indirecte est basée sur l'observation des produits issus de l'annihilation des particules de matière noire. Une signature est principalement recherchée dans les signaux d'antimatière, de neutrinos et de rayons γ. La recherche indirecte de matière noire avec les expériences observant les rayons γ a été plus particulièrement approfondie dans ce chapitre. Si aucune signature n'est détectée actuellement, l'enjeu reste de taille et les efforts observationnels se poursuivent. Dans le cadre de l'expérience H.E.S.S., le potentiel de détection des sous-structures sera abordé dans le chapitre 6, tandis que les observations menées en direction de la région de la galaxie naine sphéroïde Carina seront traitées dans le chapitre 7.

Deuxième partie

Détection de rayons gamma avec l'expérience H.E.S.S.

Chapitre 4

H.E.S.S. : un détecteur de rayons γ de très hautes énergies

La décroissance du nombre de rayons γ émis lorsque l'énergie augmente est l'une des caractéristiques des sources de très haute énergie ($E_\gamma \gtrsim 1$ TeV). Les spectres du rayonnement γ émis par ces objets peuvent être décrits la plupart du temps par des lois de puissance ($\mathrm{d}\Phi_\gamma/\mathrm{d}E_\gamma \propto E_\gamma^{-\Gamma}$), dont l'indice différentiel varie entre $\Gamma \sim 2{,}0$ et $\Gamma \sim 3{,}0$ pour les sources galactiques, et jusqu'à $\Gamma \sim 4{,}0$ pour les sources extragalactiques (voir respectivement les tableaux 2 et 3 de Hinton 2009). De plus, les flux émis sont relativement faibles : à titre d'exemple, le flux de rayons γ émis par la nébuleuse du Crabe [1] intégré au-delà de 1 TeV est de l'ordre de $\sim 2{,}3 \cdot 10^{-7}$ m^{-2}s^{-1} (Aharonian et al., 2006f). Pour pouvoir détecter quelques rayons γ en provenance de cette source en une heure d'observation, il est donc nécessaire de disposer d'un instrument dont la surface de collection est de l'ordre de $\sim 10^4$ m^2. Les satellites observant les rayons γ de moyenne ($E \gtrsim 1$ MeV) et de haute énergies ($E \gtrsim 1$ GeV) ne peuvent pas être utilisés pour les très hautes énergies, car les contraintes sur la taille et sur le poids des instruments envoyés dans l'espace ne permettent que d'excéder une surface de collection de l'ordre de 1 m^2. L'observation des rayons γ de très haute énergie a donc lieu depuis la surface terrestre. Les détecteurs embarqués en satellite et dédiés à l'observation des rayons γ ne seront pas présentés en détails. Les principales expériences sont les suivantes : EGRET (Thompson et al., 1993), AGILE (Tavani et al., 2008) et Fermi-LAT (*Fermi-Large Area Telescope*, Atwood et al. 2009), à laquelle il sera fait allusion dans le chapitre 5. Elles détectent directement les rayons γ dont l'énergie est comprise entre ~20 MeV et ~300 GeV, par la création de paires électrons-positrons dans un détecteur de traces et un calorimètre électromagnétique.

L'atmosphère est opaque aux rayons γ de haute énergie : ils interagissent avec les particules qui y sont présentes, et par conséquent n'atteignent jamais le sol. Les techniques d'observation des rayons γ mises en œuvre au sol sont ainsi très différentes des méthodes employées en satellite. Il s'agit de détecter des produits secondaires issus de l'interaction du rayon γ primaire dans l'atmosphère. Les principes de l'astronomie γ de très haute énergie vont être présentés, ainsi que les bruits de fond inhérents à ce domaine. Les expériences majeures seront passées en revue. Nous nous attarderons enfin sur l'expérience H.E.S.S.

1. La nébuleuse du Carbe est la source la plus brillante du ciel aux longueurs d'ondes γ, elle est considérée comme objet de référence pour ce domaine de l'astronomie.

4.1 Les gerbes atmosphériques

Un photon γ de haute énergie qui pénètre dans l'atmosphère terrestre initie une cascade de particules, via des processus de création de paires et de Bremsstrahlung. En effet, aux énergies supérieures à $E_\gamma \gtrsim 30$ MeV, la production de paires électrons-positrons dans le champ de Coulomb d'un atome domine les interactions entre un photon et la matière. Les électrons et positrons créés vont perdre leur énergie en émettant de nouveaux rayons γ par effet Bremsstrahlung. De nouvelles paires électrons-positrons vont alors être produites, qui à leur tour vont émettre de nouveaux photons, et ainsi de suite. Le nombre de particules secondaires initiées par le rayon γ primaire augmente exponentiellement en fonction de la profondeur atmosphérique jusqu'à un maximum qui sera présenté par la suite. Cette cascade de particules est désignée par le terme de *gerbe atmosphérique* (*électromagnétique*).

4.1.1 L'atmosphère comme calorimètre

Dans le langage de la physique des hautes énergies, l'atmosphère est ainsi considérée comme un calorimètre géant, et fait partie intégrante du processus de détection. Les instruments au sol ont pour but de mesurer l'énergie déposée dans ce calorimètre, en observant les produits secondaires issus de l'interaction du photon primaire. Une compréhension et une description précise du développement des gerbes atmosphériques sont nécessaires pour pouvoir reconstruire la direction d'arrivée et l'énergie du rayon γ à partir des particules détectées. Ceci est réalisé en comparant les résultats de simulations Monte Carlo prenant en compte le développement de la gerbe dans l'atmosphère et la réponse du détecteur, au signal réellement observé. Les simulations numériques principales utilisées pour l'astronomie γ de très haute énergie sont les suivantes : CORSIKA [2] (*COsmic Ray SImulations for KAscade*, Heck et al. 1998), KASKADE (Kertzman et Sembroski, 1994), et GrISU [3] (*Gamma ray Instruments Simulation Utility*). Grâce à l'expertise acquise par l'étude des calorimètres employés dans les collisionneurs de particules de haute énergie, la phénoménologie du développement des gerbes dans l'atmosphère a ainsi pu être modélisée (suite à une extrapolation des données issues des collisionneurs, car l'énergie typique des rayons γ étudiés au sol, O(10 TeV), est supérieure à l'énergie atteinte actuellement dans les collisionneurs, O(1 TeV)). Des formules analytiques sont ajustées sur les résultats des simulations, certaines seront présentées.

4.1.2 Développement des gerbes

Les longueurs caractéristiques des processus de Bremsstrahlung et de création de paires électron-positron sont exprimées en grammage parcouru (en g·cm^{-2}), car elles dépendent de la composition du milieu. La distance caractéristique de perte d'énergie par effet Bremsstrahlung dans l'air vaut $X_0 \approx 36{,}6$ g·cm^{-2}, elle correspond à la distance moyenne où les électrons et

2. CORSIKA : http://www-ik.fzk.de/corsika/
3. GrISU : http://www.physics.utah.edu/gammaray/GrISU/

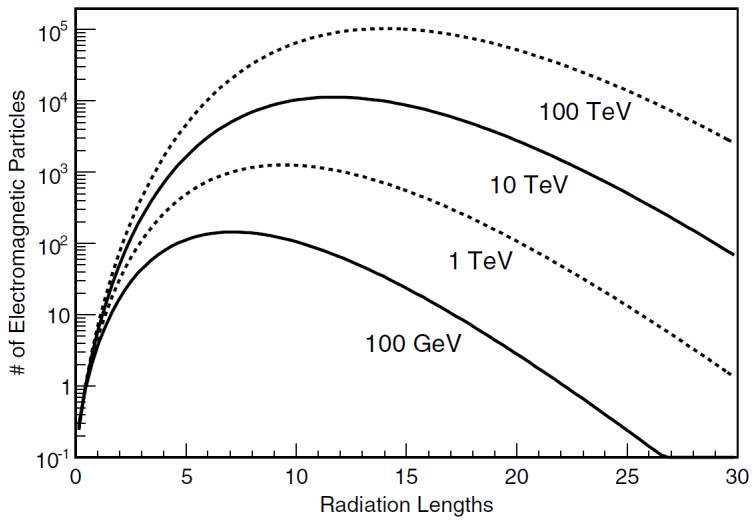


FIGURE 4.1 – *Développement longitudinal d'une gerbe atmosphérique générée par des rayons γ de différentes énergies. Le nombre de particules de la gerbe est représenté en fonction de la profondeur atmosphérique, exprimé en longueurs de radiation X_0 (figure issue de Aharonian et al. 2008c).*

positrons perdent $1/e$ de leur énergie. La distance caractéristique de création de paires électron-positron est du même ordre de grandeur, et vaut $9/7\,X_0$. Ainsi, en première approximation, à chaque longueur de radiation, il y a production de deux nouvelles particules qui se partagent l'énergie de la particule initiale. L'énergie des électrons et positrons décroît jusqu'à un point où la section efficace de perte d'énergie par ionisation devient supérieure à la section efficace de perte par effet Bremsstrahlung (vers $E_c \approx 80$ MeV). Le nombre de particules de la gerbe commence alors à décroître avec la profondeur atmosphérique. Ceci est représenté sur la figure 4.1, où le nombre de particules dans des gerbes initiées par des rayons γ de différentes énergies est représenté en fonction du nombre de longueurs de radiation parcourues. Notons que le nombre de particules secondaires (en ordonnées sur la figure) est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. S'il est possible de compter les particules, cela permet de remonter à l'énergie du rayon γ. L'atmosphère étant un milieu d'une épaisseur de $\sim 28\,X_0$, et la profondeur de première interaction étant de l'ordre de $\sim 1\,X_0$ à $\sim 3\,X_0$ (voir par exemple de Naurois et Rolland 2009), il apparaît que le nombre de particules de la gerbe atteignant le sol au niveau de la mer est très faible : inférieur à ~ 10 pour des rayons γ de 100 GeV et 1 TeV, de l'ordre d'une centaine pour un rayon γ de 10 TeV. Une quantité importante pour l'observation des gerbes atmosphériques est l'altitude du maximum de développement de la gerbe, qui correspond à l'altitude où les pertes par ionisation deviennent prépondérantes par rapport aux pertes par effet Bremsstrahlung. Elle est de l'ordre de $h \approx 7$ km et $h \approx 12$ km pour des gerbes générées respectivement par des rayons γ de 20 TeV et de 20 GeV (Völk et Bernlöhr, 2009).

Si les rayons γ produisent des gerbes de particules lors de leur entrée dans l'atmosphère, il en va de même pour les rayons cosmiques chargés (comme les électrons, les protons ou les noyaux plus lourds). Les électrons vont produire des gerbes atmosphériques électromagnétiques très similaires aux gerbes produites par des rayons γ (à ceci près que l'altitude de première interaction est différente : l'électron interagit plus tôt, voir la figure 22 de de Naurois et Rolland 2009). Les autres particules provoqueront des gerbes atmosphériques de type hadronique, qui se

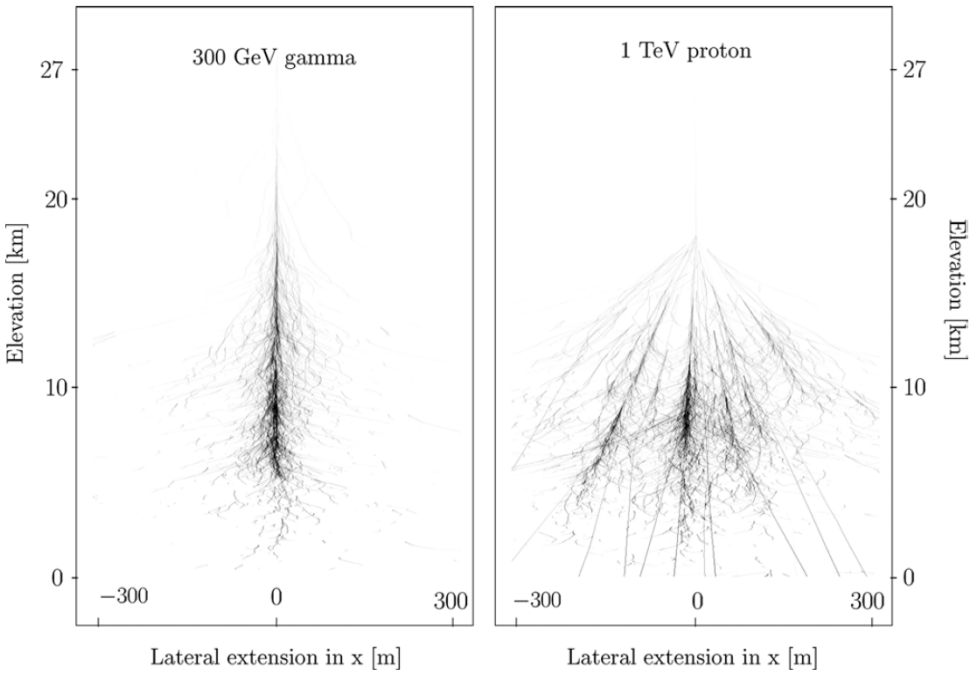


FIGURE 4.2 – *Comparaison du développement longitudinal entre des gerbes de particules atmosphériques initiées par un rayon γ (de 300 GeV) et un proton (de 1 TeV). Les figures représentent la projection de la trajectoire des particules sur le plan (x,z) (figure tirée de Aharonian et al. 2008c).*

distinguent en de nombreux points des gerbes électromagnétiques. À son arrivée dans l'atmosphère, un rayon cosmique tel qu'un proton ou un nucléon entrera en collision avec un noyau de l'atmosphère, ce qui produira des fragments nucléaires, ainsi qu'un grand nombre de pions (neutres π^0 et chargés $\pi^{\pm}$) avec de grands moments transverses. Les pions neutres se désintègrent en paires de rayons γ ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) engendrant des sous-gerbes électromagnétiques, tandis que les pions chargés se désintègrent en muons ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$ et $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \overline{\nu}_\mu$), dont une majorité atteint le sol. La figure 4.2 illustre le développement d'une gerbe électromagnétique initiée par un rayon γ de 300 GeV, et une gerbe hadronique produite par un proton de 1 TeV. Ces images sont obtenues à partir de simulations. La gerbe électromagnétique présente une symétrie cylindrique, les particules créées sont concentrées le long de la direction du photon incident. La gerbe hadronique est moins régulière, des sous-structures apparaissent dans le développement de la gerbe. De plus, le développement latéral de cette dernière est plus étendu que pour la première. Les gerbes initiées par des rayons cosmiques représentent le bruit de fond principal pour la détection des rayons γ de très haute énergie, elles pourront être discriminées grâce à leur structure.

4.1.3 Développement latéral et longitudinal des gerbes électromagnétiques

Les distributions latérale et longitudinale des électrons et positrons dans une gerbe atmosphérique électromagnétique peuvent être déduites des simulations numériques. L'étendue

longitudinale dépend principalement des pertes d'énergie par les processus de rayonnement Bremsstrahlung et d'ionisation, tandis que l'étendue transverse est un résultat des multiples diffusions de Coulomb des particules chargées (décrit par la théorie de Molière, voir par exemple Scott 1963). L'approche proposée intialement par Hillas (1982) pour décrire le développement des gerbes par des formules analytiques a été précisée par Le Bohec et al. (1998), puis plus récemment par de Naurois et Rolland (2009).

La distribution longitudinale. La distribution longitudinale du nombre d'électrons et positrons est approximée par la formule suivante, qui est une modification de la formule de Greisen (Rossi, 1952) :

$$\mathcal{N}_e(y,t) = \frac{a}{\sqrt{y}} \times \exp\left[t \times \left(1 - \frac{b}{b-1} \times \ln(s)\right)\right] + \left(2 - \frac{a}{\sqrt{y}}\right) \times \exp(-t) \ , \tag{4.1}$$

où le paramètre $y = \ln(E_\gamma / E_\mathrm{c})$ représente l'énergie du rayon γ incident (E_γ) renormalisée à l'énergie critique reliée à l'effet Bremsstrahlung (E_c). La profondeur atmosphérique est donnée par le paramètre t en unité de X_0 : $t = 0$ au point de première interaction. Les paramètres a et b sont laissés libres et ajustés aux simulations. L'âge de la gerbe s caractérise le développement de la gerbe : $s = 0$ au point de première interaction et $s = 1$ au maximum de développement de la gerbe. Il est défini par la relation suivante :

$$s = \frac{b}{1 + c \times (b-1)/t} \ . \tag{4.2}$$

Enfin, le paramètre c est la profondeur du maximum de développement de la gerbe. La formule analytique 4.1 reproduit à ~5% les résultats des simulations dans la gamme centrale de profondeur atmosphérique. Elle est représentée sur la figure 4.1. Le nombre de particules chargées au maximum de développement de la gerbe est à peu près proportionnel à l'énergie du rayon γ incident.

La distribution latérale. Le développement latéral d'une gerbe atmosphérique est décrit par deux distributions : celle de l'angle d'émission des électrons et positrons par rapport à l'axe de la gerbe, et la distribution de leurs distances projetées dans le plan orthogonal à l'axe de la gerbe. La valeur moyenne de l'angle d'émission des électrons et positrons de la gerbe est représentée sur la figure 4.3 par la variable réduite w en fonction de l'énergie E de la particule, avec $w \approx (\theta \cdot E/21\,\mathrm{MeV})^2$ (Hillas, 1982), où θ est l'angle entre la direction de propagation de la particule et l'axe de la gerbe. Pour une particule de $E = 100$ MeV et pour un âge de gerbe $s \approx 1$, l'angle θ est ainsi de l'ordre de 5° en moyenne. La distribution de la valeur moyenne de l'angle w ne dépend pratiquement pas de l'énergie du rayon γ incident (de Naurois et Rolland, 2009). Le profil latéral de la gerbe dans le plan perpendiculaire à la direction d'arrivée peut également être paramétré par des fonctions analytiques, qui ne seront pas reproduites ici (voir par exemple Guy 2003 et de Naurois et Rolland 2009). Cependant, une hypothèse simplificatrice permet d'obtenir une distribution lorentzienne pour la densité de particules $\rho_{e^\pm}$ en fonction de la distance r à l'axe de la gerbe (Aharonian et al., 2008c) :

$$\rho_{e^\pm}(r) \propto \frac{r_\mathrm{c}^2}{r^2 + r_\mathrm{c}^2} \ , \tag{4.3}$$

avec r_c un paramètre caractéristique qui dépend des propriétés de l'atmosphère et du logarithme de l'énergie.

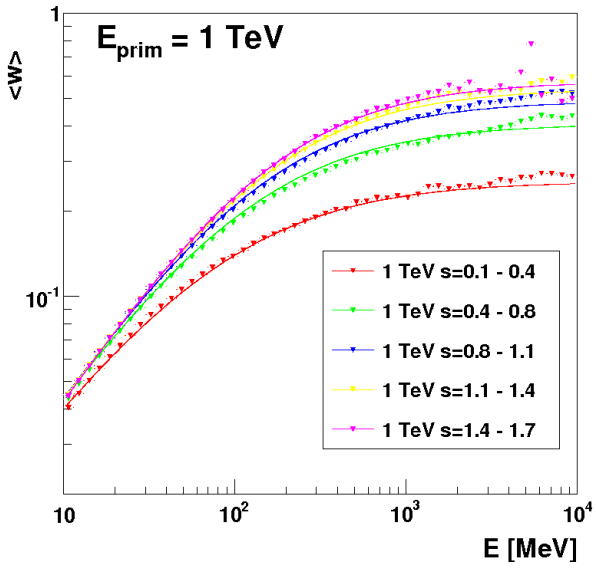


FIGURE 4.3 – *Valeur moyenne de l'angle renormalisé w formé entre la direction de propagation des particules de la gerbe et l'axe de la gerbe, en fonction de l'énergie des particules, et pour différents âges de gerbe s. Les lignes représentent les formulations analytiques, les points les résultats des simulations Monte Carlo (figure issue de de Naurois et Rolland 2009).*

4.1.4 La lumière Cherenkov

En 1948, Blackett (1948) suggère qu'une partie de la lumière du fond de ciel (environ $\sim 10^{-2}\%$ des photons) observée sur terre provient de l'émission Cherenkov émise par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère. Ce rayonnement Cherenkov a été mis en évidence par Galbraith et Jelley (1953), puis confirmé par Nesterova et Chudakov (1955). En ce qui concerne les rayons γ, Zatsepin et Chudakov (1961) furent les premiers à proposer l'observation des photons Cherenkov émis par les gerbes atmosphériques initiées par des photons. Un rayonnement Cherenkov est émis lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu diélectrique avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu ($v > c/n$, où n est l'indice de réfraction du milieu). Le rayonnement est émis selon un cône de lumière le long de la direction de propagation de la particule, dont l'angle d'ouverture dépend de l'énergie de la particule, et de l'indice de réfraction n de l'air :

$$\theta_C = \cos^{-1}\left(\frac{1}{\beta n}\right) , \tag{4.4}$$

avec $\beta = v/c$. Lors du développement d'une gerbe atmosphérique, la plus grande quantité de lumière Cherenkov est émise lors du maximum de développement de la gerbe, qui varie de $\sim$7 à $\sim$12 km d'altitude selon l'énergie du rayon γ incident et la profondeur de première interaction. À 10 km d'altitude l'angle Cherenkov est de l'ordre de 0,66° (soit 12 mrad, Aharonian et al. 2008c, voir également Hillas 1996). L'étendue transverse de la gerbe y est de l'ordre de 100 m, cependant la plupart des électrons et positrons sont concentrés à proximité de l'axe de la gerbe. La tâche de lumière au sol a ainsi un rayon de l'ordre de $10^4 \times 0{,}012 = 120$ m. Remarquons que les multiples diffusions de Coulomb des électrons et positrons entrainent un léger élargissement de cette tâche. La densité de photons Cherenkov attendue à 2400 m d'altitude en fonction de la distance par rapport au centre de la tâche est représentée sur la figure 4.4 pour des rayons γ

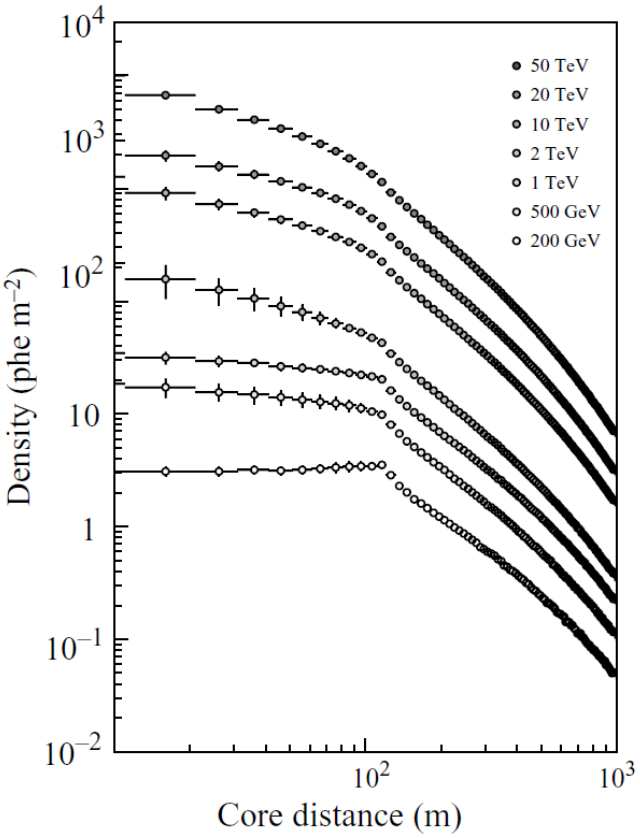


FIGURE 4.4 – *Distribution latérale du rayonnement Cherenkov (pour des longueurs d'ondes de 300 à 600 nm) émis par des gerbes électromagnétiques initiées par des rayons γ de différentes énergies, en fonction de la distance au centre de la gerbe, à 2400 m d'altitude. La densité de photons Cherenkov est calculée à partir de simulations de développement de gerbes, sans ajouter de détecteur (figure tirée de de La Calle Pérez et Biller 2006).*

de différentes énergies. Plus l'énergie du rayon γ est importante, plus la densité de photons Cherenkov attendue au sol est grande (le nombre de particules chargées de la gerbe étant proportionnel à l'énergie du rayon γ incident). Le rayonnement Cherenkov est principalement émis dans la gamme de longueur d'onde Ultra Violet-Bleu ($\lambda \sim 300-600$ nm). Le nombre de photons émis par unité de longueur d'onde et par unité de distance parcourue s'écrit (voir par exemple Longair 1992a, page 124) :

$$\frac{\mathrm{d}^2 N_{\mathrm{ph}}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2(\theta_{\mathrm{C}}) \,, \tag{4.5}$$

avec α la constante de structure fine. À ces longueurs d'onde, l'atmosphère n'est pas parfaitement transparente, différents effets venant atténuer la lumière Cherenkov émise, comme la diffusion Rayleigh sur les molécules, la diffusion de Mie sur les aérosols ou l'absorption par l'ozone. La figure 4.5 représente la transmission de l'atmosphère en tenant compte de ces processus en fonction de la longueur d'onde. Ces processus dépendent très fortement de la composition de l'atmosphère au-dessus du site d'observation (Bernlöhr, 2000), qui varie au cours d'une année. D'autres facteurs peuvent venir perturber la mesure de l'intensité du rayonnement Cherenkov, comme le bruit du fond de ciel et la pollution lumineuse des villes.

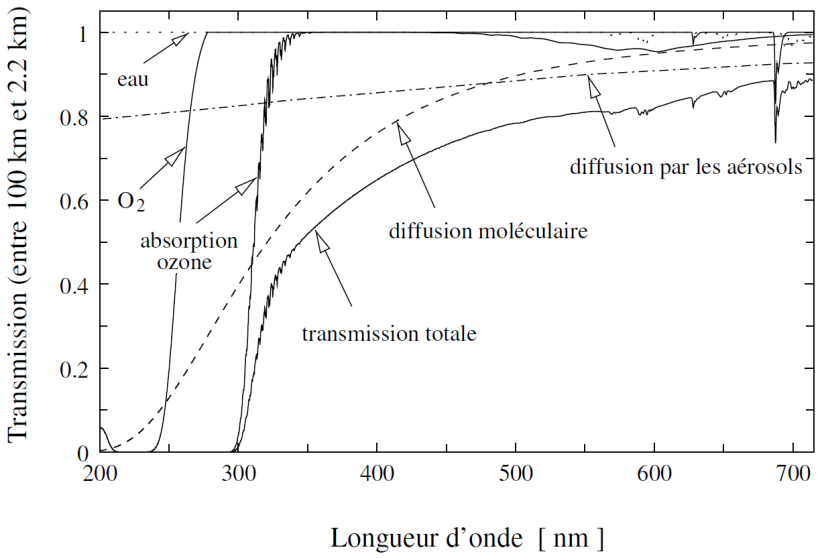


FIGURE 4.5 – *Transmission de la lumière se propageant verticalement entre 100 km et* 2,2 *km d'altitude dans l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde. La figure représente les principaux absorbeurs (elle est issue de Bernlöhr 2000).*

4.2 Les techniques de l'astronomie γ de très haute énergie

Différentes techniques d'observation sont mises en œuvre afin de reconstruire la direction et l'énergie du photon incident. On distingue les instruments qui détectent directement les électrons et positrons de la gerbe et les instruments qui détectent le rayonnement Cherenkov. Pour cette deuxième méthode, deux approches sont employées : il est possible soit d'échantillonner le front de lumière Cherenkov, soit d'effectuer une image de la gerbe. Les instruments développés pour ces trois grandes catégories vont être présentés. L'enjeu principal de la détection des rayons γ consiste à s'affranchir du bruit de fond généré par les rayons cosmiques : seule une gerbe atmosphérique sur 10^3 est issue d'un rayon γ pour une source de rayons γ standard (voir par exemple la figure 4.7).

4.2.1 Télescopes imageurs de l'effet Cherenkov

L'imagerie de la gerbe effectuée par la détection des photons du rayonnement Cherenkov est la technique qui permet d'obtenir les meilleures reconstructions angulaire et en énergie des rayon γ, ainsi que la meilleure discrimination entre les rayons γ est les rayons cosmiques. Elle consiste à placer des télescopes optiques de grande surface de collection ($\sim$100 m^2), au plan focal desquels sont installés des capteurs photosensibles associés à un déclenchement très rapide ($\sim$GHz). Le champ de vue de ces instruments doit être suffisamment grand pour pouvoir observer le développement longitudunal d'une gerbe dans son ensemble ($\gtrsim 3°$). Les capteurs sont pixellisés, afin de reconstruire l'image de la gerbe, et de pouvoir séparer les rayons γ des hadrons par la forme de la gerbe observée. Enfin, une avancée majeure fut l'observation des gerbes par plusieurs télescopes en coïncidence, proposition réalisée initialement par l'expérience HEGRA

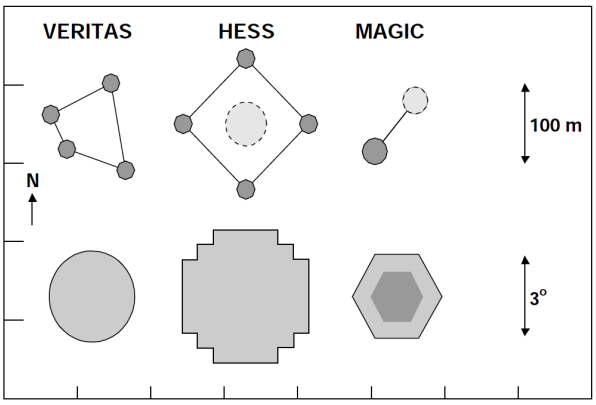


FIGURE 4.6 – *Disposition des télescopes des trois principales expériences imageant le rayonnement Cherenkov produits par les gerbes atmosphériques électromagnétiques, et tailles relatives des détecteurs photosensibles situés au plan focal des télescopes. Les pointillés indiquent les télescopes en construction. La région plus sombre du détecteur de MAGIC indique la région où la pixellisation est plus fine (figure tirée de Hinton 2009).*

(Daum et al., 1997).

Les télescopes détectant l'effet Cherenkov atmosphérique ne peuvent effectuer des observations que par nuit noire sans lune, car le rayonnement Cherenkov est très ténu. Ceci représente un cycle utile de l'ordre de ~10% du temps total sur une année. Sans revenir sur l'historique des évolutions liées à la technique de détection de gerbes par effet Cherenkov (ceci pourra être trouvé dans les revues suivantes : Ong 1998, Aharonian et al. 2008c, Völk et Bernlöhr 2009), les avantages des caractéristiques présentées ci-dessus sont les suivants :

- **une fine pixellisation :** améliore la reconstruction de la forme de la gerbe, et permet une discrimination entre les hadrons et les rayons γ,
- **un grand champ de vue :** permet de reconstruire l'image de la gerbe dans son ensemble,
- **une électronique rapide :** permet de s'affranchir du bruit de fond de ciel, dont les fluctuations sont poissonniennes,
- **la stéréoscopie :** permet d'éliminer une très grande partie du signal généré par les muons, améliore les reconstructions de énergie et de la direction du rayon γ, et augmente la sensibilité,
- **des sites en altitude :** le rayonnement Cherenkov est sensible à la qualité de l'atmosphère, ainsi qu'à la pollution lumineuse du ciel. De plus, un site en altitude permet de réduire l'absorption des photons Cherenkov dans l'atmosphère.

Les expériences actuelles de cette catégorie sont indiquées dans le tableau 4.1, avec leurs principales caractéristiques. La disposition spatiale des télescopes des trois expériences les plus performantes (H.E.S.S. [4], MAGIC [5] et VERITAS [6]), ainsi que la taille relative de leurs détecteurs photosensibles sont représentées sur la figure 4.6. Le télescope MAGIC a la particularité d'avoir deux tailles de pixels dans son détecteur. H.E.S.S. et MAGIC construisent chacun un télescope

4. H.E.S.S. : http://www.mpi-hd.mpg.de/HESS/
5. MAGIC : http://wwwmagic.mppmu.mpg.de/
6. VARITAS : http://veritas.adlerplanetarium.org/

Instrument	Site	Lat. (°)	Long. (°)	Alt. (m)	Nb. tel	S_{tel} (m^2)	S_{tot} (m^2)	Nb. Pix	Cdv (°)	E_{seuil} (TeV)
HESS[a]	Namibie	-23	16	1800	4	107	428	960	5	0,1
VERITAS[b]	Mont Hopkins	32	-111	1275	4	106	424	299	3,5	0,1
MAGIC[c]	La Palma	29	18	2225	1	234	234	574	3,5	0,06
CANGAROO[d]	Woomera	-31	137	160	3	57	172	427	4	0,4
Whipple[e]	Mont Hopkins	32	-111	2300	1	75	75	379	2,3	0,3
SHALON[f]	Tien Shan	43	77	3338	1	11,2	11,2	144	8	1
TACTIC[g]	Mont Abu	25	73	1300	4	10	40	349	6	~1
HEGRA[h]	La Palma	29	18	2200	5	9	43	271	4,3	0,5
CAT[i]	Targassone	42	2	1650	1	18	18	600	4,8	0,25

TABLE 4.1 – *Caractéristiques principales des expériences actuelles observant les rayons γ par l'effet Cherenkov. Les deux dernières lignes du tableau indiquent des expériences passées qui ont joué un rôle clé. La sixième colonne (Nb. tel) indique le nombre de télescopes du réseaux, la septième (S_{tel}) la surface du miroir d'un télescope, la huitième (S_{tot}) la surface totale de collection, la neuvième (Nb. Pix) le nombre de pixels par télescope, et la dixième colonne le champ de vue obtenu (Cdv) (données adaptées de Aharonian et al. 2008c et Hinton et Hofmann 2009). Références : [a]Bernlöhr et al. (2003), [b]Weekes et al. (2002), Holder et al. (2006), [c]Baixeras et al. (2004), Albert et al. (2008c), [d]Enomoto et al. (2002), Enomoto et al. (2006), [e]Weekes et al. (1989), VERITAS Collaboration : J. Grube (2007), [f]Hoffman et al. (1999), Ong (1998), [g]Koul et al. (2007), [h]Daum et al. (1997), [i]Barrau et al. (1998).*

supplémentaire (Vincent, 2005; Cortina et al., 2009), le premier afin d'abaisser son seuil en énergie, le second pour pouvoir bénéficier des avantages de la stéréoscopie. Le détecteur H.E.S.S. va être présenté en détails dans le paragraphe 4.3.

4.2.2 Télescopes échantillonneurs du rayonnement Cherenkov

La deuxième méthode d'observation du rayonnement Cherenkov consiste à échantillonner le front d'onde de lumière, en plaçant de nombreux détecteurs répartis sur une grande surface au sol. La tâche de lumière Cherenkov ayant un rayon de l'ordre de 120 m (soit $\sim 5 \cdot 10^4$ m^2), la surface couverte doit être au moins aussi grande. Pour ce faire, des fermes solaires ont été transformées en fin d'utilisation comme centrales (à l'exception de l'expérience PACT) : les héliostats focalisent les photons reçus sur une tour centrale où sont installés les détecteurs photosensibles. L'échantillonnage spatio-temporel du front d'onde permet de reconstruire la direction d'arrivée et l'énergie du rayon γ (voir par exemple de Naurois 2000), cependant la réjection des gerbes hadroniques est moins efficace que pour les imageurs du rayonnement Cherenkov. Les avantages principaux de cette technique sont d'une part le seuil en énergie, qui est plus bas que celui des imageurs, et le faible coût de mise en œuvre. Les expériences passées et actuelles sont répertoriées dans le tableau 4.2.

Instrument	Site	Lat. (°)	Long. (°)	Alt. (m)	Nb. mir.	S_{mir} (m^2)	E_{seuil} (TeV)
Solar-II/CACTUS[a]	Bartsow	35	117	640	144	42	~0,02
GRAAL[b]	Alamria	37	2	505	63	40	0,25
PACT[c]	Pachmarhi	22	78	1075	24	4,5	0,75
STACEE[d]	Albuquerque	35	-107	1700	64	37	0,1
CELESTE[e]	Targassone	43	2	1650	40	54	0,03
THEMISTOCLE[f]					18	0,5	3
ASGAT[g]					7	38	0,6

TABLE 4.2 – *Échantillonneurs du front de lumière Cherenkov. Les trois dernières lignes indiquent des expériences qui ne sont plus en service. La sixième colonne (Nb. mir.) indique le nombre de miroirs, la septième (S_{mir}) la surface par miroir, et la dernière (E_{seuil}) l'énergie seuil pour une gerbe verticale. Références : [a]Tümer et al. (1999), [b]Arqueros et al. (2002), [c]Bose et al. (2007), [d]Hanna et al. (2002), [e]Paré et al. (2002), [f]Baillon et al. (1993), [g]Goret et al. (1993).*

4.2.3 Détecteurs de particules au sol

Une dernière technique d'observervation des gerbes de rayons γ consiste à détecter directement les particules chargées (électrons et positrons) produites dans les gerbes. Il a été vu que seul un petit nombre de ces particules atteignent le niveau de la mer (voir figure 4.1), il est donc nécessaire de placer l'instrument en altitude. Les détecteurs de particules au sol apportent une approche complémentaire à la détection du rayonnement Cherenkov : malgré une reconstruction en énergie et angulaire moins bonne que pour les détecteurs Cherenkov, ils ont un cyle utile d'observation de l'ordre de 90% sur une année. De plus, ils ont un champ de vue beaucoup plus important (1 sr contre 10^{-2} sr), ce qui permet une étude des émissions diffuses. Enfin, leur seuil en énergie étant plus important (1 à 10 TeV) que pour les détecteurs Cherenkov (20 à 100 GeV), ils sondent la partie à haute énergie des spectres des sources. Les expériences actuelles sont présentées dans le tableau 4.3.

Instrument	Site	Lat. (°)	Long. (°)	Alt. (m)	Grammage ($g.cm^{-2}$)	Nb. det.	Surface totale (m^2)	E_{seuil} (TeV)
Milagro[a]	Jemez Mtns	35,9	-106,7	2630	750	898	40 000	1
ASγ[b]	Yangbajing	30,1	90,5	4300	600	497	53 000	10
ARGO[c]						1848	11 000	30
CASA-MIA[d]	Dugway	40,2	-112,8	1450	870	1089	230 400	100
CYGNUS[e]	Los Alamos	35,9	-106,3	2310	800	204	86 000	50

TABLE 4.3 – *Observation des rayons γ par la détection des particules de la gerbes. Les deux dernières lignes du tableau présentent de vieilles expériences. Références : [a]Atkins et al. (2004), [b]Amenomori et al. (2005), [c]Cao et al. (2010), [d]Borione et al. (1994), [e]Alexandreas et al. (1992).*

4.2.4 Bruits de fond

Qu'il s'agisse des détecteurs de lumière Cherenkov ou des détecteurs de particules, le principal bruit de fond pour l'observation des rayons γ depuis le sol est dû aux rayons cosmiques

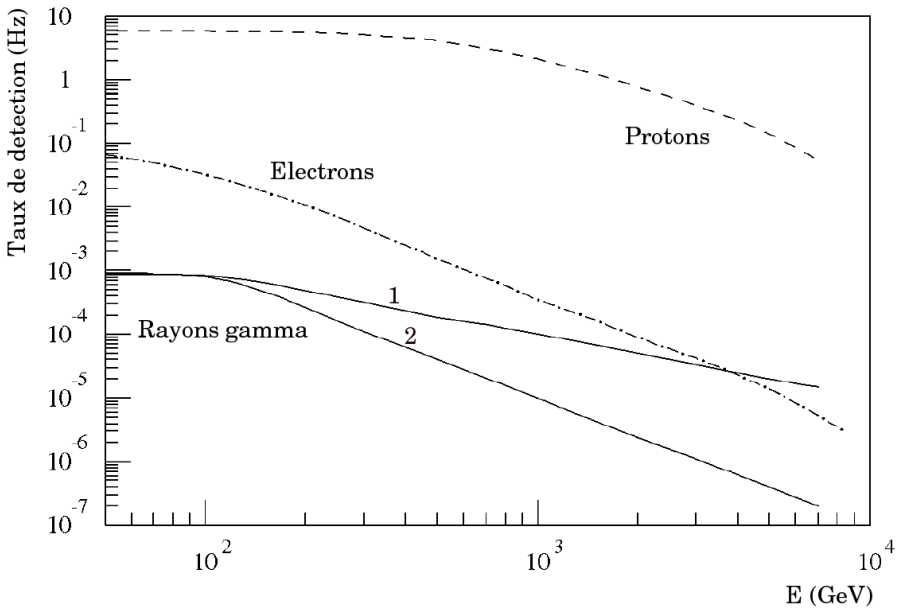


FIGURE 4.7 – *Taux d'événements intégrés au-delà d'une énergie E_0 pour un instrument dont le champ de vue est de* 3°*, et ayant un seuil en énergie de 100 GeV. Les événements engendrés par des protons, des électrons et des rayons γ sont représentés. Pour les rayons γ, le flux intégré équivaut à* ∼1 *mCrab, avec un indice spectral valant* $\Gamma = 2$ *(courbe 1) et* $\Gamma = 3$ *(courbe2). Le flux de rayons γ est intégré sur une région source de* 0,1°*, tandis qu'il l'est sur* 3° *pour les protons et les électrons. La surface de collection du télescope considéré est égale à 10 m^2 (figure tirée de Aharonian et Akerlof 1997).*

chargés : les hadrons (protons ou noyaux plus lourds) et les électrons cosmiques. Les rayons cosmiques chargés subissent de nombreuses interactions avec les champs magnétiques de la Galaxie, leurs flux sont ainsi isotropes, contrairement aux rayons gamma qui se déplacent en « ligne droite » dans le milieu interstellaire. La figure 4.7 représente le taux d'événements attendus en provenance de ces rayons cosmiques, en comparaison du taux attendu de rayons γ. Cette figure a été réalisée pour un instrument générique de 3° de champ de vue, et ayant un seuil en énergie de l'ordre de 100 GeV. Le flux de rayons γ correspond à ∼1 mCrab, et est intégré sur une région source de 0,1° de diamètre. Les flux d'électrons et de hadrons sont considérés comme isotropes et intégrés sur 3°. Cette figure montre que le taux de détection des rayons cosmiques chargés est supérieur de plusieurs ordres de grandeur au taux de rayons γ attendu pour une source relativement faible [7]. D'autre part, la détection des flashs de lumière Cherenkov, très ténus en intensité et très brefs (quelques nanosecondes), est réalisée en concurrence du bruit de fond de ciel. Chacun de ces fonds est présenté ci-dessous.

Le fond hadronique. Aux énergies supérieures à une centaine de GeV, la grande majorité des gerbes atmosphériques est initiée par des hadrons. Les instruments différencient les gerbes hadroniques des gerbes électromagnétiques sur la base de leurs formes différentes lors de leur développement. Une gerbe électromagnétique présente une forme ellipsoïdale, une gerbe hadronique a une structure souvent plus complexe (voir la figure 4.2). Pour la discrimination

7. La sensibilité de H.E.S.S. permet de détecter des sources dont le flux intégré est égal à quelques mCrab, voir par exemple la liste des sources détectées par H.E.S.S. : http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/home/sources/.

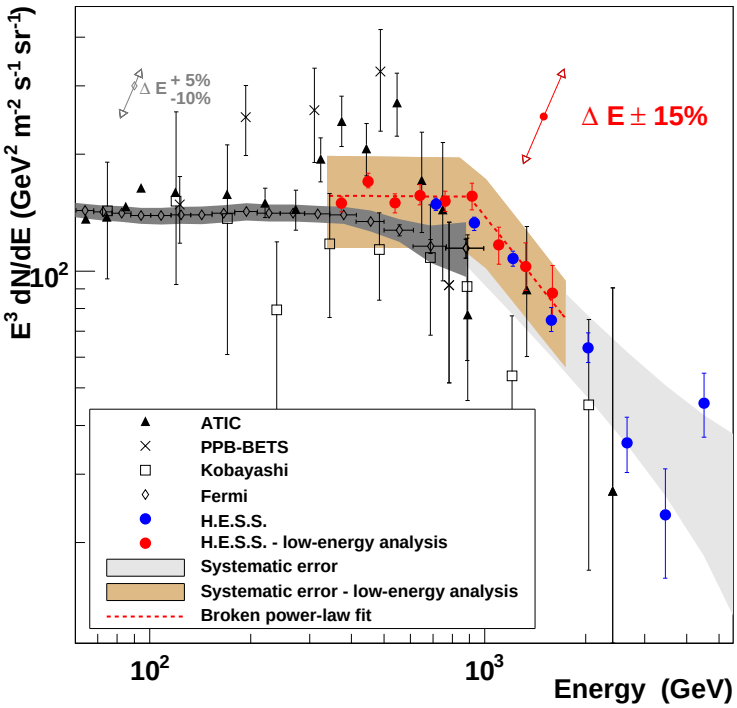


FIGURE 4.8 – *Spectre des électrons de haute énergie, à partir de données issues des expériences Fermi-LAT, H.E.S.S., ATIC, PPB-BETS et Kobayashi. Une coupure est observée à 900 GeV : l'indice spectral passe de* 3,0 *à* 4,0 *(figure tirée de Aharonian et al. 2009c).*

du fond hadronique, la technique la plus performante aujourd'hui est l'imagerie Cherenkov des gerbes. En appliquant des coupures sur la forme du signal enregistré, il est possible de rejeter une grande partie des hadrons. Le flux de rayons cosmiques avant coupures est le suivant (Aharonian et al., 2008c) :

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-5} \left(\frac{E}{1\ \mathrm{TeV}}\right)^{-2{,}7} \ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1}\ , \tag{4.6}$$

et le flux après coupures avec les méthodes de sélection d'images présentées dans le chapitre 5 dans le cas de l'expérience H.E.S.S. est :

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E} \approx 1{,}3 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E}{1\ \mathrm{TeV}}\right)^{-2{,}3} \ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1}\ . \tag{4.7}$$

Ce flux reste important en comparaison des flux de rayons γ. Pour s'en affranchir, des méthodes de soustraction de fond sont développées, elles sont basées sur le fait que l'émission de rayons cosmiques est isotrope. La détection d'une émission diffuse de rayons γ est fortement limitée par ces fonds hadroniques. Nous y reviendrons dans le chapitre 5.

Le fond électromagnétique. Les gerbes atmosphériques engendrées par les électrons sont identiques à celles issues des rayons γ, car les processus sont identiques à ceux impliqués dans le développement des gerbes initiées par les rayons γ (création de paires et rayonnement Bremsstrahlung). Cependant, d'un point de vue statistique, certaines méthodes sont apparues envisageables pour les identifier (voir Aharonian et al. 2008a pour les détails de l'analyse). En particulier la profondeur de première interaction est en moyenne plus petite pour un électron que pour un

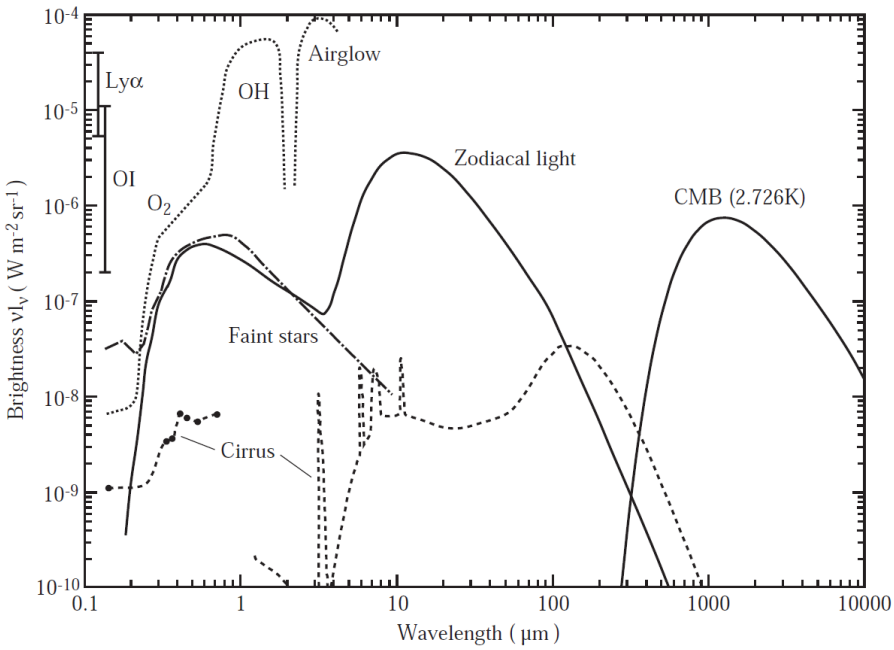


FIGURE 4.9 – *Luminance du ciel en fonction de la longueur d'onde, en dehors des basses couches de l'atmosphère terrestre et pour des latitudes galactiques et écliptiques élevées. Les différents processus représentés sont discutés dans le texte (figure tirée de Leinert et al. 1998).*

rayon γ, comme le montre le résultat de simulations représenté sur la figure 22 de de Naurois et Rolland (2009). Cependant, ce paramètre discriminant n'a pas encore été pris en compte dans les analyses visant à identifier les életrons. Le spectre mesuré des électrons de haute énergie (il s'agit en fait de la somme des électrons et des positrons) est montré sur la figure 4.8. Ce spectre peut être modélisé par une loi de puissance d'indice $\Gamma = 3{,}0$ jusqu'à 900 GeV (Aharonian et al., 2009c). Au-delà, une coupure est observée. L'indice spectral vaut alors $\Gamma = 4{,}1$. Le fond électromagnétique étant isotrope, il est éliminé par les méthodes de soustraction de fond que celles utilisées pour le fond hadronique.

La lumière du fond de ciel. La lumière du fond de ciel représente une limite importante pour les télescopes à effet Cherenkov. Elle est émise par différents processus, à l'œuvre sur l'ensemble des échelles cosmiques. La figure 4.9 représente la luminosité des différentes sources de bruit de fond en fonction de la longueur d'onde, elle fut réalisée dans le cadre d'une revue sur le sujet par Leinert et al. (1998). Dans l'atmosphère ont lieu par exemple des mécanismes de recombinaison et photochimiques pour des ions photo-ionisés par le soleil dans la haute atmosphère (O_2, OH et *Airglow* sur la figure 4.9). À l'échelle du système solaire, la diffusion de la lumière du soleil par la poussière interplanétaire produit la lumière zodiacale. Les étoiles non résolues sont également responsables d'une partie du bruit de fond de ciel, ainsi que la diffusion de la lumière des étoiles sur la poussière interstellaire (Cirrus sur la figure 4.9). Enfin, des photons sont émis par les galaxies et lors de processus de diffusion dans l'espace intergalactique. L'intensité des différentes composantes dépend du lieu d'observation, et de la région du ciel considérée. La figure 4.9 ne donne ainsi qu'une valeur moyenne de leur luminosité.

Le domaine de longueur d'onde du rayonnement Cherenkov (~300-600 nm) est dominé par les processus atmosphériques (O_2 et OH sur la figure 4.9, qui interviennent principalement à

grand angle zénithal), par la lumière zodiacale et par l'émission des étoiles. Cette dernière composante varie fortement selon que la région d'observation est dirigée vers le plan galactique ou en dehors. Le bruit de fond de ciel définit ainsi le minimum de lumière Cherenkov détectable par un instrument, et donc son seuil en énergie. Il intervient également lors de l'analyse des images des gerbes atmosphériques, en étant à l'origine de fluctuations poissonniennes. L'influence quantitative de ce bruit de fond pour l'expérience H.E.S.S. sera abordée dans le chapitre 5.

4.3 Le réseau de télescopes H.E.S.S.

L'expérience H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*, système stéréoscopique de haute énergie), dédiée à l'observation des rayons γ de très hautes énergies (entre 100 GeV et 100 TeV dans sa phase I), a été baptisée ainsi en hommage au physicien Victor F. Hess qui mit en évidence la présence du rayonnement cosmique en 1912 (découverte qui fut récompensée par l'attribution du prix Nobel de physique en 1936 [8]). H.E.S.S. est une collaboration qui regroupe aujourd'hui 35 institutions réparties dans douze pays [9], principalement européens. La première phase de l'expérience consiste en un réseau de quatre télescopes identiques, elle est opérationnelle depuis le début de l'année 2004. La seconde phase est en cours de réalisation : il s'agit d'abaisser le seuil en énergie à ~50 GeV en ajoutant un cinquième télescope au centre des quatre premiers. Les caractéristiques principales des télescopes et des photodétecteurs vont être présentées, ainsi que la méthode appliquée pour l'étalonnage de l'instrument.

FIGURE 4.10 – *Réseau des quatre télescopes de l'expérience H.E.S.S. (phase I), situé en Namibie à 1800 m d'altitude. Les télescopes sont placés aux sommets d'un carré de 120 m de côté, dont les diagonales sont orientées selon les directions Nord-Sud et Est-Ouest.*

4.3.1 Le réseau de télescopes

H.E.S.S. est un réseau de télescopes dont le but est de détecter le rayonnement Cherenkov émis par les gerbes atmosphériques initiées par des rayons γ de très haute énergie. Comme il

8. http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1936/

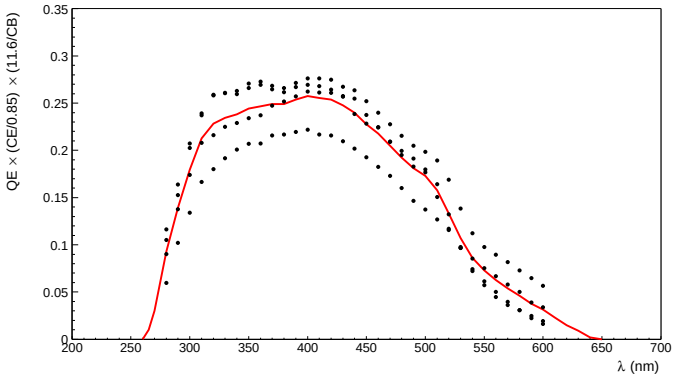
9. Pays impliqués dans la collaboration H.E.S.S. : Afrique du Sud, Allemagne, Arménie, Australie, Autriche, France, Irlande, Namibie, Pologne, République tchèque, Royaume Uni, Suède.

FIGURE 4.11 – *Photographie d'un télescope de l'expérience H.E.S.S. La surface réfléchissante est composée de 380 facettes circulaires de 60 cm de diamètre, couvrant une surface de 107 m^2. Les photons issu du rayonnement Cherenkov sont focalisés sur la caméra, placée à 15 m du miroir (Crédit : Claude Delhaye - Photothèque CNRS).*

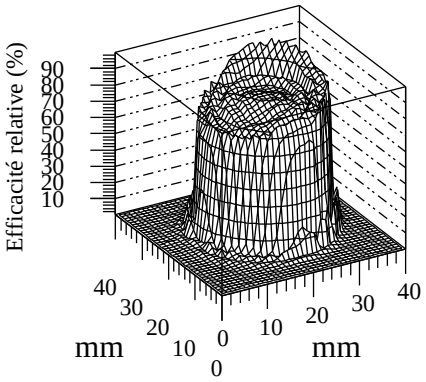
a été vu au paragraphe 4.1.4, le rayonnement Cherenkov, très ténu, est émis à des longueurs d'onde proches de l'ultra-violet. Les télescopes doivent permettre de collecter cette lumière, qui sera enregistrée par des photodétecteurs placés à la focale de ceux-ci.

Considérations générales. L'expérience H.E.S.S. est située en Namibie (23°16′18″ Sud, 16°30′00″ Est) sur les monts du Khomas, à 1800 m d'altitude. Quatre télescopes sont placés au sommet d'un carré de 120 m de côté (voir la figure 4.10) : la distance entre les télescopes est optimisée pour avoir une sensibilité maximale à l'énergie seuil (∼100 GeV). Les télescopes sont en acier, et leur monture est de type altazimutale. La vitesse de rotation de l'instrument peut atteindre 100°/minute. La construction du premier télescope fut terminée en juin 2002, le deuxième a été livré en février 2003, et les deux derniers respectivement en septembre et décembre 2003. Le système est donc opérationnel depuis le début de l'année 2004. Le site est équipé également d'appareils secondaires de contrôle des conditions atmosphériques. D'une part chaque télescope est équipé d'un radiomètre infrarouge observant le ciel à haute altitude (∼10 km) dans la direction d'observation, et travaillant dans la bande 8-14 μm. Celle-ci correspond à une des bandes d'absorption de la vapeur d'eau. Le radiomètre indique ainsi le taux d'humidité, fortement corrélé à la température. La qualité du ciel est ainsi contrôlée pendant les prises de données. D'autre part, des données météorologiques sont enregistrées au niveau du sol : la température, la pression, le taux d'humidité, la vitesse et la direction du vent. Quelques instruments viennent compléter ces installations : un LIDAR (*LIght Detection And Ranging*) est installé pour mesurer la répartirion des aérosols (poussières, nuages, ...) jusqu'à une dizaine de kilomètres d'altitude (Le Gallou et al., 2005). Il fonctionne en émettant des impulsions laser et en mesurant la rétro-diffusion [10]. Un transmetteur permet de contrôler la transparence des basses couches de l'atmosphère (< 500 m) (Le Gallou, 2005). Enfin, un radiomètre infrarouge a récemment été ajouté : il avertit de l'arrivée des nuages en balayant l'ensemble du ciel.

10. Un deuxième LIDAR est en cours d'installation sur le site H.E.S.S.



(a) Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde.



(b) Efficacité quantique relative sur la photo-cathode.

FIGURE 4.12 – (a) *Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde en nm pour quatre PMs. La courbe en trait plein représente la valeur moyenne.* (b) *Efficacité quantique relative en fonction de la position d'arrivée sur la photo-cathode à incidence nulle pour un PM (Rolland 2005).*

Optique. Les photons Cherenkov sont collectés sur une large surface réfléchissante de 13 m de diamètre, divisée en 380 facettes circulaires de 60 cm de diamètre (voir la figure 4.11). La taille et la forme des facettes ont été optimisées afin de réduire au maximum les coûts et les interstices entre les facettes (Bernlöhr et al., 2003). Ces facettes sont montées selon une structure Davies-Cotton hexagonale (Davies et Cotton, 1957). Cette structure est sujette aux aberrations chromatiques de coma lorsque les rayons arrivent avec un certain angle par rapport à l'axe optique de l'instrument, et entraîne également une dispersion temporelle du front d'onde qui reste cependant négligeable (1,4 ns) face à la durée du *flash* de lumière Cherenkov (~5 ns). Les aberrations de coma sont néanmoins plus faibles que pour un réflecteur de type parabolique : la taille de l'image d'une source ponctuelle est toujours inférieure à la taille d'un pixel (voir la figure 4.14). Toutes les facettes sont identiques, sphériques, avec une distance focale égale au double de celle de la surface entière ($f = 15$ m). La surface effective du miroir est ainsi de 107 m^2. Lors de leur livraison, la réflectivité des facettes était supérieure à 80% pour des longueurs d'onde comprises entre 300 et 600 nm. Cependant, une détérioration de la réflectivité est observée avec le temps, une perte de 3 à 4% intervient chaque année. Cette dégradation a une influence directe sur la quantité de photons collectés, et ainsi sur le seuil en énergie de l'instrument. Une campagne de ré-aluminisation des miroirs est entreprise depuis le début de l'année 2010.

Les photons sont focalisés sur un photodétecteur, la *caméra*, dont la structure sera vue plus en détails dans le paragraphe 4.3.2. La caméra est placée à une distance très proche de la distance focale du miroir, de façon à focaliser la lumière émise à 10 km d'altitude. Elle est constituée d'un réseau hexagonal de 960 tubes photomultuplicateurs *Photonis XP2960*, aussi appelés *pixels*. Chaque tube photomultiplicateur (PM) a un champ de vue de 0,16° dans le ciel. Le champ de vue total de la caméra est de 5°. Ceci permet d'observer l'ensemble de l'image d'une gerbe, dont la taille angulaire caractéristique est de l'ordre de 1° à 2°. La variation de l'efficacité quantique d'un PM en fonction de la longueur d'onde est présentée sur la figure 4.12(a). Elle est de l'ordre de 20% sur les longueurs d'onde proches de l'ultra-violet. La figure de droite 4.12(b)

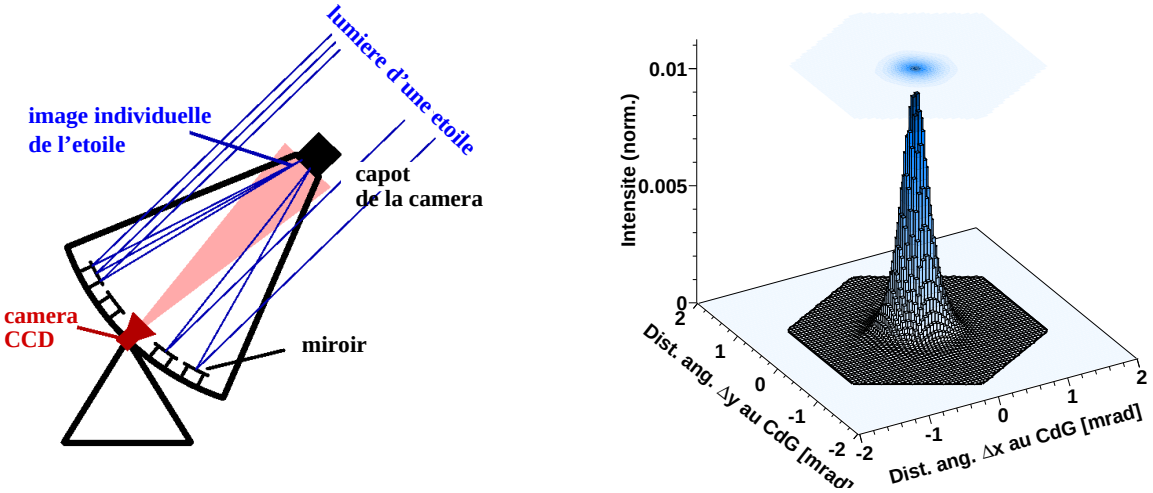


FIGURE 4.13 – (Gauche) *Schéma illustrant la démarche appliquée lors de la procédure d'alignement des miroirs d'un télescope.* (Droite) *Image d'une étoile sur le capot d'une caméra après la procédure d'alignement. La forme hexagonale correspond à la taille angulaire d'un pixel (figures adaptées de Cornils et al. 2003).*

montre la variation relative de cette efficacité en fonction de la position d'arrivée du photon du la cathode. La remontée de l'efficacité relative provient de l'orientation de la première dynode par rapport à la fenêtre d'entrée, qui se traduit par une augmentation de l'efficacité de collection (et de l'efficacité totale). Seule la partie homogène est utilisée. Pour cela, des cônes de Winston sont installés à l'avant des PMs, dont la dimension interne est inférieure à la taille de la fenêtre externe des PMs (voir la figure 4.15). Ce sont des concentrateurs de lumière, qui satisfont principalement deux objectifs : ils permettent d'une part de réduire les surfaces mortes entre les photocathodes des PMs, d'autre part de limiter l'angle solide des PMs, et ainsi de réduire la sensibilité du détecteur aux bruits de fond de ciel et d'albédo. Ils présentent une coupure angulaire nette dans leur acceptance à 27°. Leur facteur de transmission est compris entre 67 et 80%. Ainsi, en termes qualitatifs, le facteur de transmission total de l'instrument est de l'ordre de 80% (miroir) $\times$ 80% (cônes de Winston) $\times$ 20% (PMs) $\equiv$ 12,8%.

Alignement et pointé. La procédure d'alignement des miroirs est réalisée avec soin, afin de garantir des performances optimales pour l'instrument. Elle est décrite par Cornils et al. (2003). Le principe est le suivant : le télescope pointe une direction du ciel choisie en fonction de son élévation. Le capot protecteur de la caméra – peint en blanc – est fermé, l'image des étoiles s'y projette. Une caméra CCD placée au centre de la surface réfléchissante enregistre l'image du ciel projetée (voir la figure 4.13 de gauche), tandis qu'une autre caméra CCD, située à la place d'une facette, observe le ciel. L'orientation de chaque miroir est ajustée afin de faire coïncider toutes les images d'une même étoile. La figure 4.13 de droite illustre la précision atteinte : l'image d'une étoile observée après la procédure d'alignement est comparée à la taille angulaire d'un pixel (2,8 mrad). La dispersion angulaire obtenue (PSF pour *Point Spread Function*) est de 0,23 mrad. Elle est stable à moins de 10% lorsque l'élévation du télescope varie (grâce à la rigidité de la structure) et augmente légèrement en fonction de la distance angulaire par rapport à l'axe optique. La figure 4.14 illustre l'augmentation de la taille de la PSF en fonction de la distance angulaire par rapport à l'axe optique de l'instrument. Grâce à la structure Davies-

Cotton, la tâche angulaire est toujours inférieure à la taille d'un pixel.

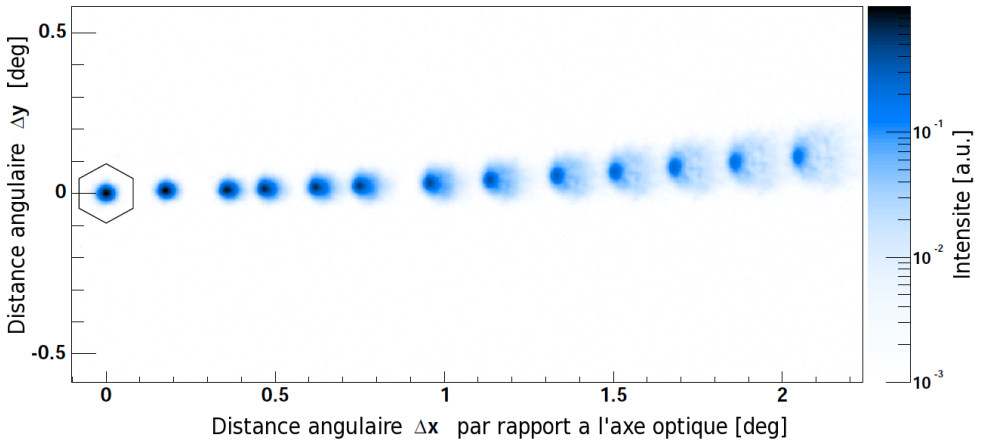


FIGURE 4.14 – *Images d'une étoile observée sur le capot d'une caméra, en fonction de sa distance angulaire par rapport à l'axe optique. La taille d'un pixel est indiquée pour comparaison (figure tirée de Cornils 2006).*

Une fois l'alignement des miroirs réalisé, l'étude de la précision de pointé des télescopes peut être menée : en effet, dues aux imperfections mécaniques des télescopes, des erreurs sur la position de pointé sont présentes. Ces dernières peuvent être reproductibles (comme la déformation de la structure mécanique des télescopes) ou non (comme la déviation due au vent ou la présence d'obstacles sur l'axe de guidage). La précision de pointé des télescopes est contrôlée régulièrement, des observations lui sont dédiées tous les mois. La procédure de correction utilise le même équipement que celui qui est employé pour l'alignement des miroirs (Gillessen, 2003; Braun, 2007) : des images d'étoiles de référence projettées sur le capot sont observées avec les deux caméras CCD situées au centre de la surface réfléchissante et à la place d'une facette. La méthode consiste à établir un modèle de correction en comparant les positions des images des étoiles entre les deux caméras pour un grand nombre de directions des télescopes. Ceci permet de réduire la précision de pointé de 30″ (valeur brute) à ~10″. Une correction plus fine est ensuite appliquée pour chaque observation, à l'aide de la caméra CCD observant directement le ciel. La procédure est présentée en détails par Braun (2007), et permet d'atteindre une précision de ~6″.

4.3.2 Les caméras

Les caméras de H.E.S.S. allient un grand champ de vue (5° de diamètre angulaire) à une fine pixelisation (chaque pixel couvre une surface angulaire de 0,16° de diamètre). Ceci permet de reconstruire la forme d'une gerbe atmosphérique en détail. D'autre part, le front d'onde de lumière Cherenkov émis par une gerbe est très bref (de l'ordre de 10 ns) : l'électronique d'acquisition et la décision de déclenchement doivent être très rapides pour n'intégrer que le signal Cherenkov, et s'affranchir du bruit de fond principal engendré par les photons du bruit de fond de ciel (*Night Sky Background*, NSB). Les photons du NSB sont détectés de manière alétoire, suivant une statistique poissonnienne : une étoile de magnitude 4 va produire en moyenne un taux de déclenchement de 250 MHz par pixel (Aharonian et al., 2004). D'autre part, le taux

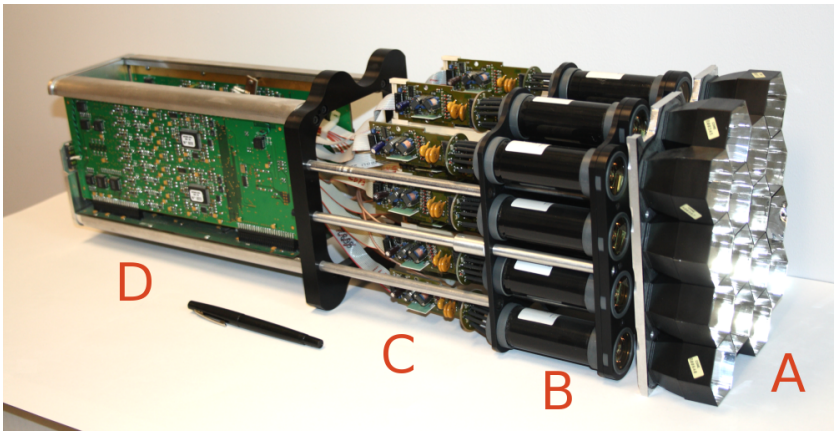


FIGURE 4.15 – *Photo représentant un tiroir d'une caméra de H.E.S.S. Les photons sont concentrés par les cônes de Winston (A), puis sont collectés par les photomultiplicateurs (B), dont la base (C) est reliée à deux cartes analogiques (D).*

moyen de NSB attendu dans le champ de vue d'une caméra sera estimé dans le chapitre 5 page 136 : les régions situées hors du plan galactique présentent un taux moyen de ~80 MHz, tandis qu'en direction du plan galactique, le taux se rapproche de ~150 MHz.

Une caméra est conçue de façon modulaire : les 960 PMs sont regroupés en 60 unités contenant chacune 16 PMs, appelées *tiroirs* (Vincent et al., 2003). Un tiroir contient l'électronique d'acquisition, une partie de l'électronique de déclenchement, l'alimentation haute tension et l'électronique de contrôle concernant les 16 pixels. À l'arrière des tiroirs est placée une baie électronique contenant entre autres l'unité centrale et l'électronique de déclenchement de la caméra. Cette électronique embarquée permet d'assurer une rapidité de déclenchement et de traitement des données. Une caméra pèse en moyenne 900 kg, et mesure 1,6 m de diamètre et 1,7 m de long. Un tiroir est représenté sur la figure 4.15 : les cônes de Winston (A) sont placés en amont des PMs (B), la base haute tension des PMs (C) est reliée à deux cartes analogiques (D) en charge de 8 PMs chacunes.

Le schéma d'une carte analogique est donné sur la figure 4.16. Le signal de sortie d'un PM est lu par l'intermédiaire d'une résistance R_{PM}, puis est séparé en trois voies : deux voies de lecture avec des gains différents pour assurer une gamme dynamique large, et une voie pour le déclenchement qui sera abordé dans le paragraphe 4.3.3. Concernant les deux voies de lecture, le signal est amplifié, puis stocké temporairement dans des mémoires analogique circulaires (*Analogic Ring Sampler*, ARS) échantillonnant le signal à une fréquence de 1 GHz sur une profondeur de 128 cellules. Lorsque le signal de déclenchement est reçu, les ARS sont lues sur une fenêtre de 16 ns (Aharonian et al., 2004). Le signal de sortie est multiplexé puis numérisé, et transmis à l'arrière de la caméra par l'intermédiaire d'un circuit intégré FPGA (*Field Programmable Gate Array*). La lecture des données de toute la caméra dure 275 μs, et induit un temps mort incompressible.

Une particularité des caméras de l'expérience H.E.S.S. est de permettre la détection d'un photon unique, et donc de contrôler le gain de l'électronique sans hypothèses ad-hoc. Le calibrage de l'instrument est présenté dans le paragraphe 4.3.4.

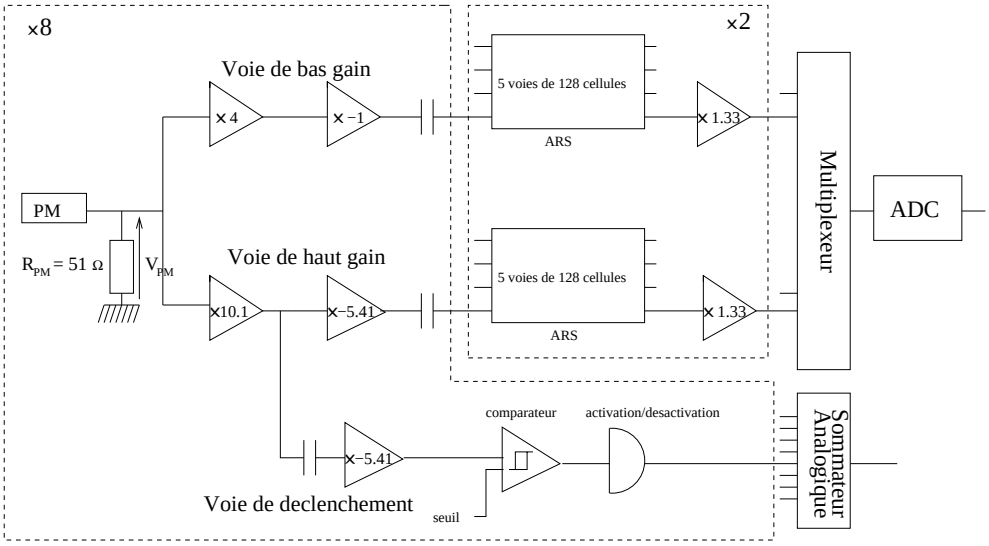


FIGURE 4.16 – *Synoptique de l'électronique d'une carte analogique de la caméra, incluant deux voies d'acquisition d'amplification différentes, et une voie de déclenchement (figure tirée de Rolland 2005).*

4.3.3 Stratégie de déclenchement

La stratégie de déclenchement de l'instrument est conçue pour utiliser de manière optimale la stéréoscopie : une gerbe atmosphérique doit être observée par deux télescopes minimum. La procédure mise en place permet de limiter le taux de déclenchement induit par la lumière du fond de ciel, qui crée un signal aléatoire dans les pixels. De plus, les muons produits lors du développement des gerbes hadroniques (par des processus de désintégration de pions chargés) peuvent également émettre un rayonnement Cherenkov. Ce rayonnement est émis le long d'un cône autour de la trajectoire du muon, dont l'ouverture angulaire est donnée par l'angle Cherenkov (voir l'équation 4.4). L'anneau de lumière Cherenkov produit par un muon est ainsi concentré autour de sa position d'arrivée sur le sol : les muons sont observés par un seul télescope à la fois (la probabilité qu'un muon éclaire deux télescopes simultanément est très faible). La stéréoscopie permet de s'affranchir de ce bruit de fond.

Le déclenchement de la caméra consiste en trois niveaux (Funk et al., 2004), les deux premiers niveaux concernent le déclenchement des caméras, et le dernier le réseau de télescopes. Seuls les événements ayant passés les trois niveaux de déclenchement sont enregistrés. Les deux premiers niveaux sont réalisés au sein-même de la caméra, avec des composants analogiques, le troisième est effectué dans le bâtiment de contrôle.

(i) Dans un premier temps, il faut que le signal détecté par pixel dépasse le seuil correspondant à $N_{\text{p.e.}}$ photo-électrons. Le terme de photo-électron est utilisé pour désigner les photons arrivant sur la cathode des photodétecteurs, et créant un électron par effet photoélectrique. Cette première étape est réalisée à l'aide d'un comparateur placé sur les cartes analogiques placées dans les tiroirs (voir la figure 4.16).

(ii) L'extension angulaire typique d'une gerbe électromagnétique aux énergies étudiées est de l'ordre de 1° à 2°, ce qui correspond à une demi-douzaine de pixels. Différents secteurs ont été définis dans une caméra, afin d'identifier les pixels proches qui ont déclenché

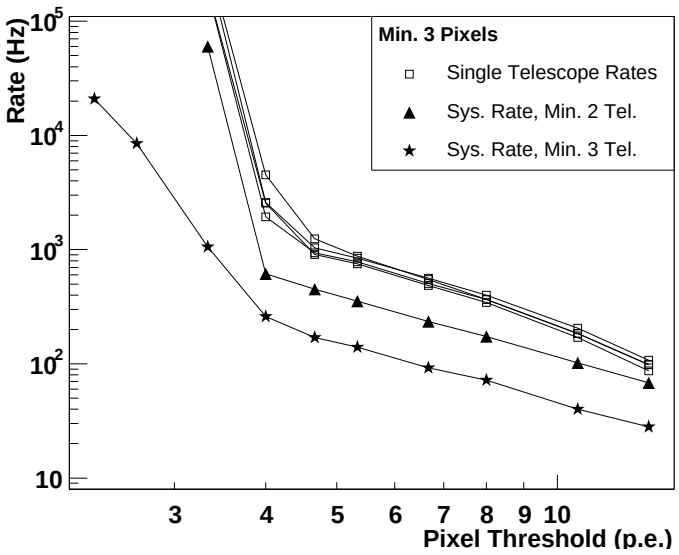


FIGURE 4.17 – *Taux de déclenchement du système et des télescopes seuls en fonction du seuil appliqué au nombre de photo-électrons par pixel. Le taux de déclenchement du système est montré pour des événements ayant déclenché respectivement 2 et 3 télescopes (figure tirée de Funk et al. 2004).*

simultanément : 38 secteurs de 64 pixels, qui se recouvrent de manière homogène. Un nombre minimal N_{pixel} de pixels ayant dépassé le seuil $N_{\text{p.e.}}$ par secteur est requis pour déclencher une caméra (la lecture de l'événement est alors commandée).

(iii) Enfin, les signaux de déclenchement des caméras sont traités par le système de déclenchement central (*Central trigger system*), situé dans le bâtiment de contrôle. Un nombre minimal de télescopes N_{tel} doit avoir déclenché dans une fenêtre de 80 ns. Définie ainsi, cette fenêtre n'intègre en moyenne qu'un événement sur 1000 généré par le déclenchement fortuit de deux télescopes simultanément. Si ce troisième niveau de déclenchement n'est pas validé, la lecture de l'événement dans les caméras est arrêtée.

Les valeurs des différents seuils $N_{\text{p.e.}}$, N_{pixel} et N_{tel} sont choisis de façon à ce que le seuil en énergie de l'instrument soit le plus bas possible, tout en s'affranchissant du bruit de fond de ciel et des muons. Avec les valeurs suivantes : $N_{\text{p.e.}} = 4$, $N_{\text{pixel}} = 3$ et $N_{\text{tel}} = 2$, le seuil en énergie au zénith est de ~125 GeV. Sur la figure 4.17 est représenté le taux de déclenchement du système en fonction du seuil $N_{\text{p.e.}}$. Lorsque $N_{\text{p.e.}}$ est inférieur à ~5, le taux de déclenchement des télescopes seuls augmente fortement à cause du bruit de fond de ciel : des photons sont détectés de manière aléatoire, et la probabilité de déclencher plusieurs pixels dans un secteur augmente lorsque $N_{\text{p.e.}}$ diminue. La stéréoscopie permet de travailler avec un nombre $N_{\text{p.e.}} < 5$, avant que la remontée du taux de déclenchement du système ne soit observée.

Le système de déclenchement induit un temps mort durant lequel l'instrument n'est pas sensible aux gerbes électromagnétiques. Ce temps mort doit être estimé avec précision pour la reconstruction des spectres et des flux émis par les sources astrophysiques. Lorsqu'un événement passe les trois niveaux de déclenchement, et que les données stockées au préalable dans les ARS sont enregistrées, le temps mort induit est estimé à 446 μs. Ceci est à comparer au taux de déclenchement moyen de l'instrument : si le taux de déclenchement typique d'un télescope

est de 1 kHz, aprés le système central, ce taux est de l'ordre de 200 à 300 Hz. Avec les seuils choisis, le système présente un temps mort total de ~15%.

4.3.4 Calibrage

Le calibrage de l'instrument est réalisé de façon continue tout au long des observations, afin de tenir compte de la réponse de l'instrument et des variations dues aux conditions atmosphériques. L'étalonnage des caméras permet de reconstruire le nombre de photo-électrons détectés, à partir du signal de sortie des PMs. Un étalonnage absolu est également nécessaire pour reconstruire l'énergie du rayon γ incident, à partir du rayonnement Cherenkov détecté.

Étalonnage des caméras. Le calibrage des caméras est décrit dans Aharonian et al. (2004). Le signal de sortie des photomultiplicateurs est échantillonné et, en cas de déclenchement, 16 cellules de l'ARS sont lues (correspondant à 16 ns), en remontant de N_d cellules dans la mémoire pour tenir compte du délai de déclenchement (~70 ns). Ces valeurs sont numérisées par un convertisseur analogique-numérique (ADC, *Analogic Digital Converter*) et traduites en « pas d'ADC » avec le facteur de conversion suivant : 1,22 mV/pas d'ADC. Le nombre de pas d'ADC est donc directement relié à l'amplitude du nombre de photo-électrons détectés dans la fenêtre de lecture. En l'absence de photons, la chaîne électronique introduit un bruit de fond irréductible, dont la distribution en pas d'ADC est appelée *piédestal*. L'étalonnage consiste ainsi à évaluer les facteurs de conversion qui pemettront de remonter au nombre de photo-électrons étant donné le nombre de pas d'ADC, et ce, pour les deux voies de lecture (de grande et faible amplification) :

$$\begin{aligned} A^{HG} &= \frac{\mathrm{ADC}^{HG} - P^{HG}}{\gamma_e^{\mathrm{ADC},HG}} \times FF \\ A^{BG} &= \frac{\mathrm{ADC}^{BG} - P^{BG}}{\gamma_e^{\mathrm{ADC},HG}} \times (HG/BG) \times FF\,, \end{aligned} \tag{4.8}$$

- A^{HG} et A^{BG} sont les amplitudes en photo-électrons des voies de haut et de bas gain,
- P^{HG} et P^{BG} sont les positions en pas d'ADC des piédestaux,
- $\gamma_e^{\mathrm{ADC},HG}$ est le facteur d'amplification de la voie de haut gain en pas d'ADC par photo-électron,
- HG/BG est le rapport d'amplification entre les voies de haut et bas gains. Dans les voies de faible amplification, il n'est pas possible de mesurer le gain directement : le gain est calculé à partir du gain $\gamma_e^{\mathrm{ADC},HG}$ de la voie de grande amplification et du rapport HG/BG.
- FF est le coefficient de *flat-field* qui corrige les différences relatives d'efficacités optique et quantique entre les pixels d'une même caméra.

La détermination de la position en pas d'ADC du piédestal doit prendre en compte l'influence du bruit de fond de ciel (NSB). La figure 4.18 montre l'impact que peut avoir le NSB sur la forme de la distribution : plus le taux de NSB est élevé, plus la distribution est large, par contre la valeur moyenne des distributions est une constante et ne dépend pas du NSB dans le régime d'observation de H.E.S.S. (grâce à un couplage capacitif). La position du piédestal est ainsi donnée par la valeur moyenne des distributions. Ces dernières sont obtenues pendant les campagnes d'observation toutes les minutes, en ne retenant que les pixels n'appartenant pas à une image de gerbes.

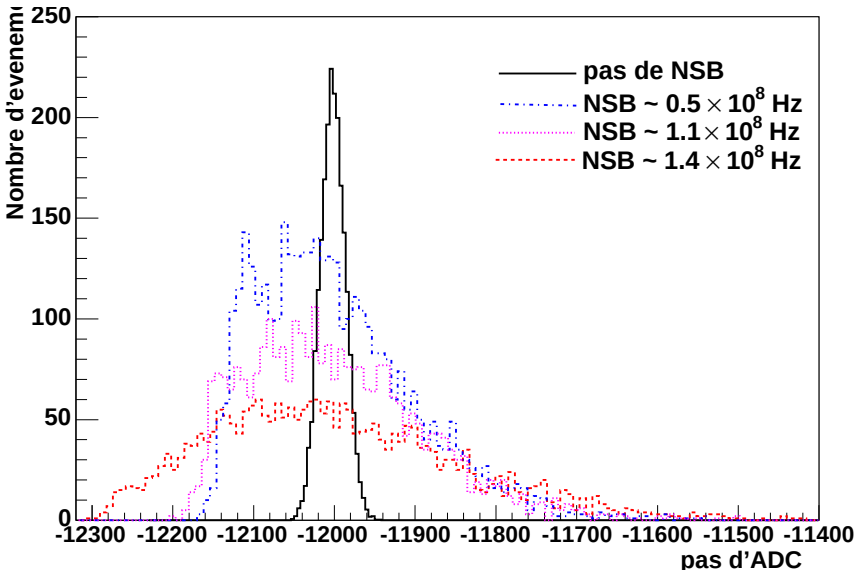


FIGURE 4.18 – *Distribution en pas d'ADC des piédestaux pour différents taux de bruit de fond de ciel (NSB) mesurés dans les données (adapté de Aharonian et al. 2004).*

Pour évaluer le facteur $\gamma_e^{\mathrm{ADC},HG}$, la détection d'un photon unique est analysée et mise en place grâce à un système faisant intervenir une diode électro-luminescente (LED) pulsée. L'intensité de la LED est réglée pour émettre en moyenne un photon par pixel sur l'ensemble de la caméra. La distribution en pas d'ADC obtenue pour la voie de haut gain est présentée sur la figure 4.19. Le signal apparaît comme la somme de plusieurs gaussiennes, identifiées respectivement au piédestal, au photo-électron unique, à deux, puis trois… photo-électrons. Cette distribution peut être ajustée par la fonction suivante (Tavernet, 2002) :

$$\mathcal{G}(x) = \mathrm{N}\times \left(\frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_P} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-P^{HG}}{\sigma_P}\right)^2\right] + \mathrm{N_s}\sum_{n=1}^{m\gg 1} \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi n}\,\sigma_{\gamma_e}} \frac{\mu^n}{n!} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-(P^{HG}+n\,\gamma_e^{\mathrm{ADC},HG})}{\sqrt{n}\,\sigma_{\gamma_e}}\right)^2\right] \right), \tag{4.9}$$

- μ est l'intensité moyenne de la lumière reçue par le pixel en photo-électrons,
- le piédestal électronique est ajusté par une gaussienne de déviation standard σ_P et de moyenne P^{HG} en pas d'ADC,
- la distribution de lumière pour un signal de n photo-électrons est ajustée par une gaussienne de déviation standard $\sqrt{n}\ \sigma_{\gamma_e}$ et de moyenne $P^{HG} + n\,\gamma_e^{\mathrm{ADC},HG}$ en pas d'ADC, où $\gamma_e^{\mathrm{ADC},HG}$ est le haut gain, et σ_{γ_e} est la déviation standard de la distribution induite par un photo-électron unique,
- N et $\mathrm{N_s}$ sont des constantes de normalisation, $\mathrm{N_s} = 1$ pour une distribution poissonnienne.

Les paramètres de cette fonction ont été ajustés pour la distribution présentée sur la figure 4.19, et sont indiqués en encart.

Enfin, les coefficients (HG/BG) et FF apparaissant dans l'équation 4.8 sont respectivement évalués en comparant les résultats obtenus entre les voies haut gain et bas gain, et en éclairant la caméra avec une source lumineuse uniforme placée au centre du miroir.

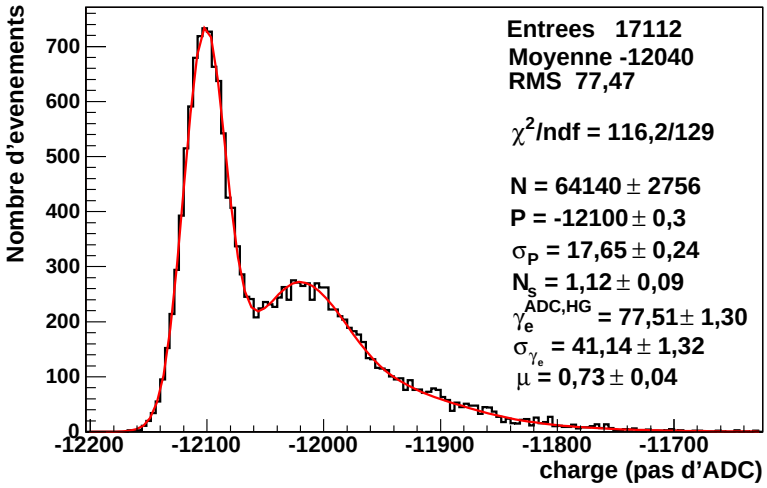


FIGURE 4.19 – *Distribution des pas d'ADC obtenue lors de l'étalonnage de la voie de haut gain, ajustée avec la fonction 4.9 (figure tirée de Rolland 2005).*

Étalonnage absolu. L'efficacité de collection de la lumière Cherenkov de l'instrument (incluant les miroirs, les cônes de Winston et l'absorption des photons Cherenkov sur les 500 derniers mètres de l'atmosphère) peut être évaluée grâce au signal généré par les muons qui atteignent le sol dans ou à proximité des télescopes (Leroy et al., 2003). Il a été vu que les muons émettent un cône de lumière Cherenkov (voir page 99), qui se traduit par un anneau ou un arc de cercle dans le plan focal de la caméra. La figure 4.20 montre deux exemples issus des données de H.E.S.S. : l'anneau (image de gauche) est générée par un muon tombant sur le miroir, l'arc de cercle (à droite) est produit par un muon arrivant à proximité du télescope. La quantité de lumière reçue est comparée aux résultats d'un modèle de formation d'images des anneaux dans les caméras. Les paramètres libres du modèle sont l'efficacité de collection de lumière de l'instrument, et l'épaisseur de l'anneau supposé gaussien. Ils sont ainsi ajustés régulièrement au cours des observations.

La figure 4.21 montre l'évolution de l'efficacité de collection de lumière des quatre télescopes (« CT1 », « CT2 », « CT3 » et « CT4 ») entre 2004 et 2010. Chaque point représente l'efficacité de collection moyennée sur un mois. Une baisse générale de cette efficacité est observée au cours des dix dernières années, elle est due principalement à la dégradation de la réflectivité des miroirs. Il est possible de constater l'effet de la récente ré-aluminisation des miroirs du télescope CT3 : les valeurs sont réajustées à la hausse. L'efficacité des quatre télescopes présentent des variations corrélées au cours du temps, qui sont dues principalement à la variation des propriétés de l'atmosphère. Notons qu'une légère remontée de l'efficacité de collection des PMs est observée périodiquement, elle est due à l'augmentation de la tension d'alimentation des PMs, réalisée afin de réajuster leurs gains. Pour conclure sur ces méthodes d'étalonnage, soulignons que l'erreur systématique de l'étalonnage des caméras est de l'ordre de ∼5% (Aharonian et al., 2004). L'étalonnage absolu est quant à lui sensible aux variations atmosphériques, et présente ainsi une erreur systématique de l'ordre de 10 à 15% (Aharonian et al., 2006f).

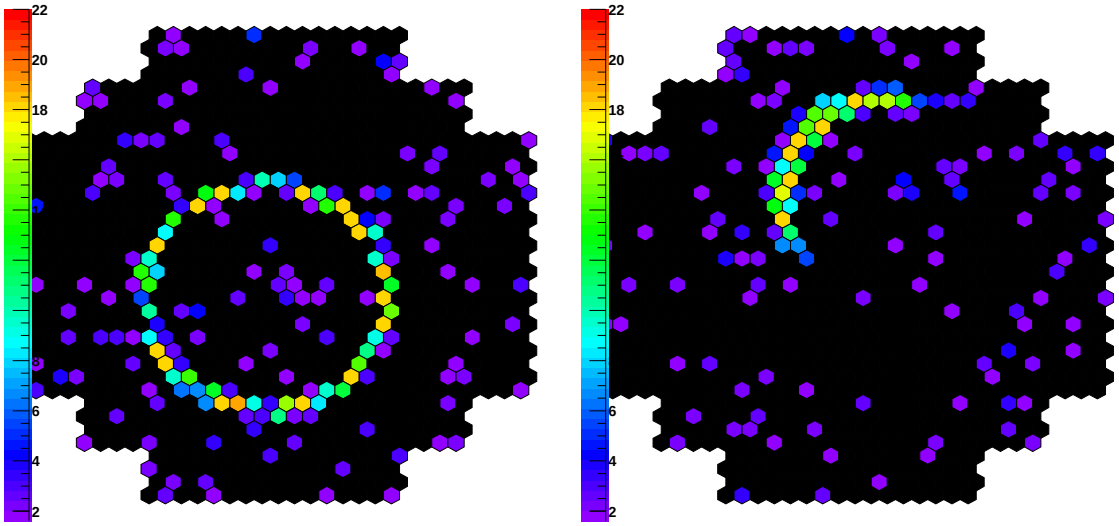


FIGURE 4.20 – *Exemples d'images annulaires de muons observées dans les données de H.E.S.S. (images issues de Rolland 2005).*

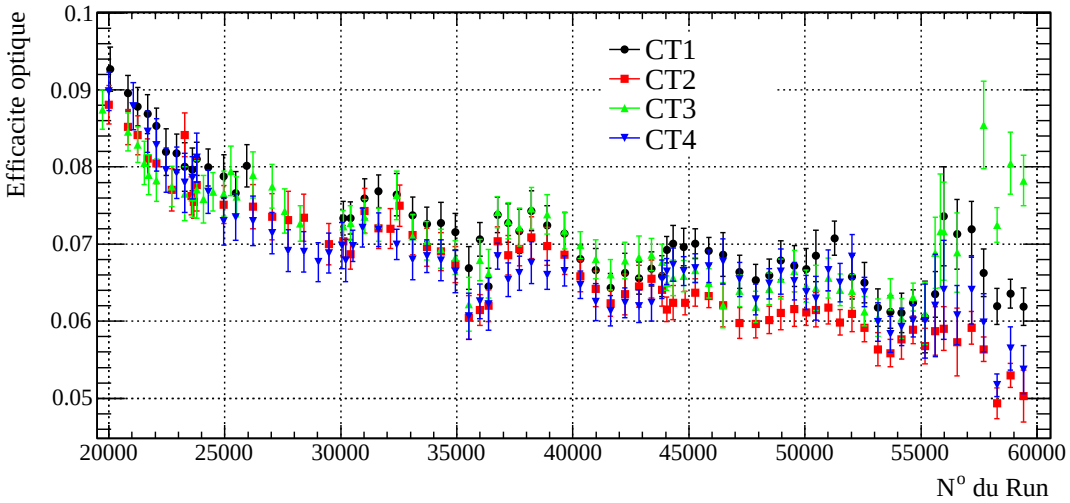


FIGURE 4.21 – *Évolution de l'efficacité de collection de lumière des quatre télescopes mesurée avec les anneaux générés par les muons, entre mars 2004 et août 2010.*

4.3.5 Perspectives

La phase II de l'expérience H.E.S.S. est en cours d'achèvement. Son objectif est d'abaisser le seuil en énergie de l'instrument, et d'améliorer sa sensibilité (Vincent, 2005). En augmentant la surface de collection de la lumière Cherenkov, les gerbes initiées par des rayons γ de plus basse énergie pourront être détectées. Un cinquième télescope est ainsi ajouté au centre du réseau des quatre télescopes de la phase I. La surface réfléchissante du cinquième télescope consiste en une mosaïque de 850 miroirs de forme hexagonale et de 90 cm de diamètre : la surface totale atteint ainsi 596 m^2 (avec un diamètre de 28 m). Le plan focal est situé à 36,74 m du miroir, où une caméra comprenant 2048 pixels est installée. Le champ de vue total de ce télescope est de 3,5°, chaque pixel ayant une ouverture angulaire de 0,07°. L'élaboration du

cahier des charges de ce cinquième télescope a largement profité de l'expertise acquise sur les quatre premiers télescopes. La phase II de l'expérience H.E.S.S. premettra d'abaisser le seuil en énergie à ~50 GeV, et ainsi de recouvrir la gamme d'énergie des rayons γ détectés par les expériences embarquées sur satellite.

La prochaine génération d'instruments de l'astronomie γ au sol s'illustre par deux grands projets : CTA [11] (*Cherenkov Telescope Array*) du côté européen et AGIS [12] (*Advanced Gamma-ray Imaging System*) du côté américain. Ils ont des objectifs similaires, à savoir la construction de réseaux de nombreux télescopes à effet Cherenkov atmosphériques, et souhaitent satisfaire les buts suivants :

- augmenter l'aire effective de détection,
- améliorer la sensibilité d'un ordre de grandeur aux énergies proches de 1 TeV,
- avoir une couverture uniforme du spectre entre 10 GeV et au-delà de 100 TeV,
- améliorer la résolution angulaire,
- avoir la possibilité d'effectuer une couverture du ciel dans son entier.

Une revue des objectifs scientifiques est présentée dans Buckley et al. (2008) et CTA Consortium (2010). Ces projets verront le jour à l'horizon 2015, et associeront peut être leurs efforts.

4.4 Conclusion

L'astronomie γ de très haute énergie est une discipline récente. Un rayon γ pénétrant dans l'atmosphère engendre une gerbe de particules relativistes. Les différentes méthodes d'observation de ces gerbes électromagnétiques ont été présentées. En particulier, l'imagerie du rayonnement Cherenkov émis par les particules de la gerbe est actuellement l'approche la plus performante. Le fonctionnement du réseau de télescopes imageurs H.E.S.S. a ainsi été décrit. Les méthodes d'analyse des images de gerbes, ainsi que la soustraction des bruits de fond seront abordées dans le chapitre 5.

11. CTA : http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CTA/
12. AGIS : http://www.agis-observatory.org/

Chapitre 5

Analyse des données et émission diffuse

L'analyse des données consiste d'une part à reconstruire la direction d'arrivée et l'énergie de la particule incidente à partir de l'image Cherenkov enregistrée, mais aussi à identifier sa nature. En effet, le bruit de fond principal des détecteurs de rayons γ au sol provient des rayons cosmiques chargés (hadrons et électrons). Des méthodes, basées sur l'analyse de la forme de l'image Cherenkov, permettent d'éliminer une grande partie de ce bruit de fond. Elles sont présentées dans le paragraphe 5.1. Cependant, certaines gerbes initiées par des rayons cosmiques chargés ressemblent fortement à des gerbes engendrées par des rayons γ. Les rayons cosmiques chargés résiduels sont alors soustraits grâce à des méthodes de soustraction de fond présentées dans le paragraphe 5.2. Le dernier paragraphe (5.3) s'intéresse au potentiel de détection d'une émission diffuse occupant tout ou partie du champ de vue. Une des méthodes de soustraction de fond, la méthode de type *On-Off*, est étudiée en ce sens. Les résultats de cette étude préliminaire révèlent la difficulté actuelle des instruments Cherenkov à identifier des fonds ou des émissions étendues.

5.1 Reconstruction et identification des gerbes

Les techniques de reconstruction et d'identification des gerbes atmosphériques observées par leur rayonnement Cherenkov reposent sur l'approximation qui est faite de considérer que la distribution des particules chargées d'une gerbe engendrée par un rayon γ se rapproche d'un ellipsoïde de révolution (voir par exemple la figure 4.2). L'image de la gerbe obtenue sur le plan focal de l'instrument présente alors la forme d'une ellipse (voir la figure 5.1). Les caractéristiques de l'image d'une gerbe générée par un proton sont relativement différentes : l'image présente des sous-structures et n'est pas symétrique en général (cf. page 80). Ceci permet l'utilisation de variables discriminantes basées sur la forme de l'image de la gerbe pour caractériser la nature de la particule primaire. L'approche suivie pour déterminer la direction, la position d'impact au sol (aussi appelée paramètre d'impact) de la gerbe et l'énergie du rayon γ est propre à chaque méthode d'analyse. Si la direction et le paramètre d'impact peuvent être obtenus par une simple construction géométrique à partir des axes des ellipses enregistrées, l'énergie est issue de la comparaison de l'image détectée à des images issues de simulations.

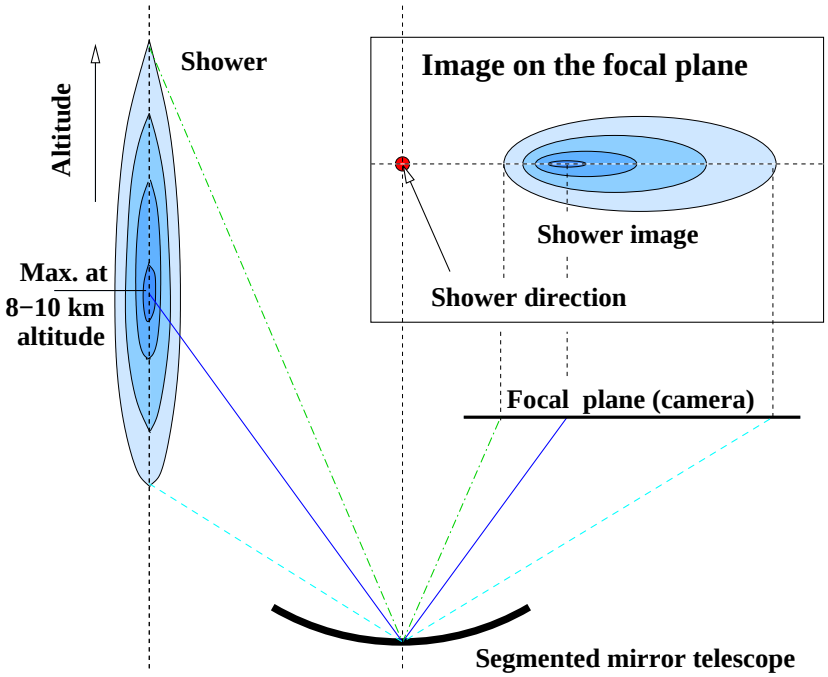


Figure 5.1 – *Image d'une gerbe observée sur le plan focal d'un télescope à effet Cherenkov atmosphérique. La gerbe observée présente à peu près la forme d'une ellipse. La direction angulaire de la gerbe est indiquée par le point rouge, placé dans le prolongement du grand axe de l'ellipse (figure tirée de Völk et Bernlöhr 2009).*

Après avoir mentionné les principaux critères de sélection des données, les deux méthodes d'analyse les plus utilisées dans la collaboration H.E.S.S. seront présentées (la méthode dite des « moments réduits » et une approche semi-analytique). D'autres méthodes seront ensuite évoquées rapidement. Les différentes incertitudes sur la mesure de l'énergie et de la direction seront discutées dans le texte.

5.1.1 Simulations

Afin de prédire l'intensité, la forme et la position de l'image d'une gerbe dans le plan focal d'un instrument à effet Cherenkov, des simulations sont employées. Des générateurs de gerbes atmosphériques ont été développés (voir page 80), basés sur des méthodes Monte Carlo. Les processus d'interaction des particules dans l'atmosphère sont pris en compte, ainsi que la création de photons par effet Cherenkov, et l'absorption des photons dans l'atmosphère (Guy, 2003). Les photons Cherenkov atteignant le sol sont alors intégrés dans des simulations du détecteur. L'ensemble de la chaîne électronique a été modélisée, permettant la production d'images de référence, pour lesquelles la direction, l'énergie et le paramètre d'impact de la particule primaire sont connus. Notons qu'il existe une dégénérescence de la forme et de la position des images dans la caméra, due au fait que différentes associations de l'énergie de la particule et de son paramètre d'impact conduisent à la même image. Cette dégénérescence est levée grâce à la stéréoscopie.

Les simulations de développement de gerbes utilisent un modèle d'atmosphère, s'appuyant d'une part sur le programme MODTRAN [1] de calcul de la transparence atmosphérique, et sur des mesures qui ont été réalisées sur le site entre février et juin 1999. La quantité de photons Cherenkov atteignant le sol est sensible à la structure verticale de l'atmosphère, qui présente des variations annuelles de l'ordre de 15 à 20% (Bernlöhr, 2000) [2]. Cette erreur systématique est la plus importante actuellement pour les instruments à effet Cherenkov atmosphérique (voir par exemple Aharonian et al. 2006f).

5.1.2 La sélection des données

Afin de s'affranchir des variations rapides des propriétés de l'atmosphère (sur l'échelle d'une heure), des critères de qualité ont été définis pour la sélection des données :

- le taux de déclenchement moyen du système doit être supérieur à 70% de la valeur théorique attendue (Funk et al., 2004),
- l'écart type des fluctuations du taux de déclenchement doit rester inférieur à 10%,
- enfin la température déduite des mesures du radiomètre installé sur chaque télescope ne doit pas varier ne plus de 0,5°.

Le système de détection est également source d'erreurs systématiques, associées à la réponse optique de l'instrument, et à celle de la caméra. La variation de la réfléctivité du système optique est contrôlée grâce aux méthodes d'étalonnage faisant usage des anneaux de muons (voir page 103). L'étalonnage de la caméra a été décrit dans le paragraphe 4.3.4. Deux critères supplémentaires sont imposés :

- l'erreur sur le système de positionnement doit être inférieure à 0,1°,
- la fraction de pixels éteints doit être inférieure à 10% pour chaque caméra.

La plupart des acquisitions satisfont ces critères de sélection : environ 25% des acquisitions sont exclues, le facteur de rejet dû à la fraction de pixels cassés étant le plus contraignant (~8% des rejets).

5.1.3 La méthode des moments réduits

Une première méthode d'analyse consiste à réduire les propriétés des images à quelques nombres en modélisant la forme des gerbes par une ellipse bi-dimensionnelle. Cette approche fut proposée par Hillas (1985) pour l'analyse des données du télescope Whipple (voir le tableau page 88). En premier lieu, les images sont nettoyées pour ne conserver que les pixels concernés par l'émission Cherenkov [3]. La procédure de nettoyage est présentée par Aharonian et al. (2006f). Les paramètres dits *de Hillas* sont alors calculés pour chaque image de gerbe, les principaux étant la longueur l et la largeur w de l'ellipse, l'angle θ entre la direction reconstruite

1. Site internet : http://www.modtran.org/
2. Des instruments de contrôle de l'atmosphère sont installés sur le site H.E.S.S. (cf. page 94), ils ne servent cependant qu'à effectuer des mesures de surveillance.
3. Certains pixels de la caméra peuvent être illuminés par les photons du bruit de fond de ciel, présenté page 92, et peuvent venir polluer l'image de la gerbe.

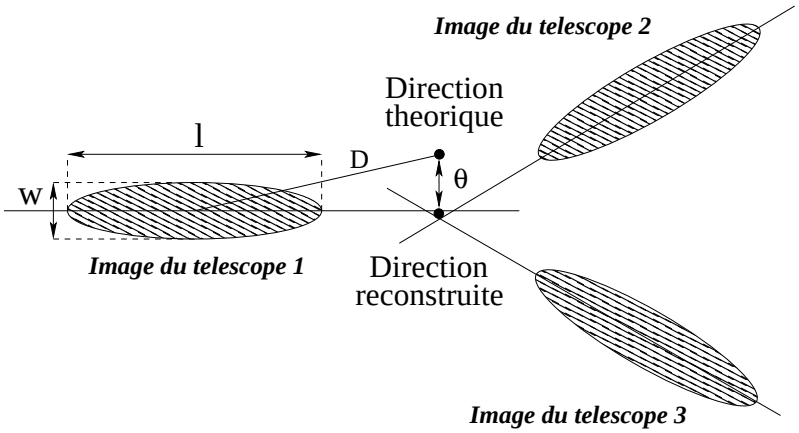


Figure 5.2 – *Définition des paramètres de Hillas, indiqués pour l'image du télescope 1. Les moments de l'image sont définis, ils correspondent dans le cas d'une ellipse à sa longueur l et sa largeur w. Les images obtenues dans les différentes caméras (télescopes 1, 2 et 3) sont réunies dans le même référentiel. La direction reconstruite du rayon γ est déterminée par la région d'intersection des grands axes des ellipses. L'angle θ est la distance entre la direction reconstruite et la direction théorique, et D la distance entre le barycentre de l'ellipse et la direction théorique.*

et la direction théorique de la source, et la distance angulaire D entre le barycentre de l'image et la position théorique de la source (voir la figure 5.2). L'amplitude de l'image est également évaluée. Les gerbes hadroniques, qui ne présentent pas en général la forme d'une ellipse, sont aussi traitées par cette méthode.

Reconstruction de la direction. La reconstruction de la direction et du paramètre d'impact de la particule incidente est réalisée de manière géométrique à partir des grands axes des ellipses. Seule la reconstruction faisant usage de la stéréoscopie est décrite, elle fut introduite pour l'expérience HEGRA (Daum et al., 1997). La direction de la source est trouvée en effectuant l'intersection des grands axes dans le plan d'une caméra virtuelle, où les ellipses observées par les différents télescopes ont été tracées (cf. figure 5.2, Hofmann et al. 1999). La direction obtenue est située à une distance angulaire θ de la direction de la source réelle. La distribution des angles θ pour une source ponctuelle permet d'obtenir la résolution angulaire de l'instrument, qui est de l'ordre de 0,10° pour des observations réalisées avec un angle zénithal de 10° (Aharonian et al., 2006f). Le pied de gerbe est quant à lui calculé en prolongeant la direction des grands axes dans le plan des télescopes. Ce paramètre entre en jeu dans la détermination de l'énergie de la particule et pour la procédure de différenciation des gerbes électromagnétiques et hadroniques.

Reconstruction de l'énergie. L'énergie d'un rayon γ est estimée à partir de la comparaison des images de chaque télescope avec des images issues de simulations Monte Carlo, le paramètre d'impact et l'amplitude des images étant donnés. Les tables simulées sont réalisées pour des valeurs discrètes d'angles zénithaux, de paramètres d'impact et d'énergies. Une interpolation est alors effectuée afin d'obtenir l'énergie reconstruite. L'énergie estimée pour chaque télescope est pondérée pour obtenir l'énergie moyenne du rayon γ : $E_{\mathrm{est}} = (\sum_{\mathrm{tel}} E_{\mathrm{tel}})/N_{\mathrm{tel}}$, où N_{tel} est le nombre de télescopes concernés pour cet événement. La résolution en énergie avec

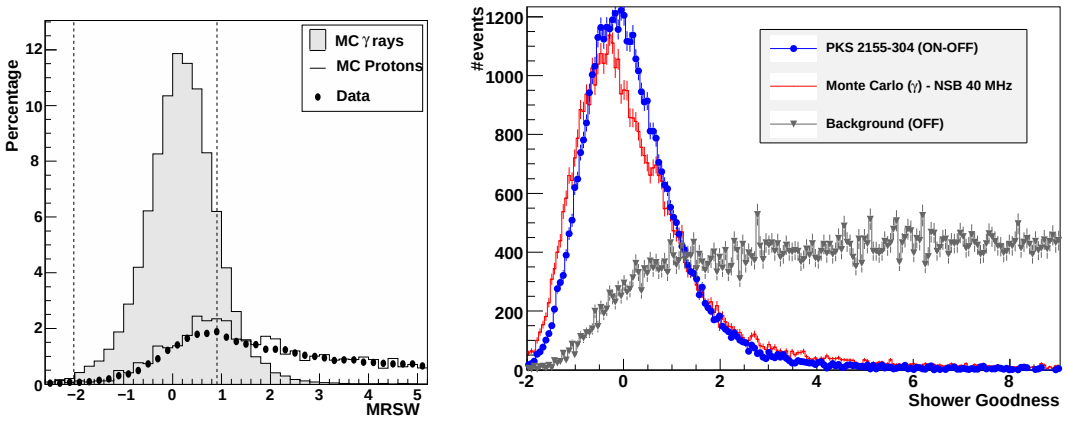


FIGURE 5.3 – *Distribution des paramètres discriminants pour la sélection des événements de nature électromagnétique, pour les deux méthodes d'analyses présentées.* (À gauche) *: les événements sont tracés en fonction de la largeur réduite de la méthode de Hillas,* (à droite) *: ils le sont en fonction du paramètres* Shower Goodness *de l'analyse semi-analytique. Les détails des distributions figurent dans le texte (figures tirées respectivement de Aharonian et al. 2006f et de Naurois et Rolland 2009).*

cette méthode d'analyse est de l'ordre de 12 à 15% (de Naurois et Rolland, 2009).

Séparation γ/hadron. La distinction des gerbes électromagnétiques et des gerbes hadroniques est réalisée en exploitant les paramètres de Hillas réduits, afin de tenir compte des fluctuations intrinsèques lors du développement des gerbes dans l'atmosphère. La largeur w et la longueur l des ellipses sont comparées aux valeurs moyennes calculées grâce aux simulations ($\langle w \rangle$ et $\langle l \rangle$), et renormalisées par leur variance σ_w et σ_l :

$$S_w = \frac{w - \langle w \rangle}{\sigma_w} \qquad \text{et} \qquad S_l = \frac{l - \langle l \rangle}{\sigma_l} \, . \tag{5.1}$$

S_w et S_l sont par définition les moments d'ordre 2 réduits de l'image de la gerbe. Notons que les images obtenues par les simulations sont sélectionnées sur la base de la connaissance du paramètre d'impact, de l'amplitude de l'image et de l'angle zénithal d'observation. La forme des images étant relativement différente entre les γ et les hadrons, les distributions de ces deux paramètres permettent d'effectuer des coupures pour s'affranchir d'une grande partie des hadrons. Ceci est illustré sur la figure 5.3 de gauche : la distribution des rayons γ issus des simulations Monte Carlo est tracée en grisé, les protons simulés en un trait noir, et les données réelles en l'absence de source représentées par des points noirs. Les coupures appliquées sur le paramètre de la largeur réduite sont représentés par des traits verticaux, elles sont optimisées pour une source de rayons γ dont le spectre en énergie est une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2{,}0$ (Aharonian et al., 2006f).

5.1.4 Modèle semi-analytique

Une technique plus élaborée consiste à comparer l'image enregistrée à des images pré-calculées, générées par un modèle semi-analytique de développement de gerbe. Les expressions analytiques des distributions latérales et longitudinales des électrons et positrons dans une gerbe électromagnétique ont été abordées dans le paragraphe 4.1.3. Elles permettent de prédire la quantité de photons Cherenkov atteignant une caméra. À la différence de l'approche de Hillas, la profondeur de première interaction dans l'atmosphère est un paramètre de l'analyse. Ceci permet de limiter les fluctuations observées dans le développement des gerbes calculées par une approche Monte Carlo. Cette méthode fut développée par la collaboration CAT (Le Bohec et al., 1998), puis reprise et complétée pour l'analyse des données de H.E.S.S. (Rolland, 2005; de Naurois et Rolland, 2009). Elle tire avantage de la fine pixellisation des caméras, permettant de reconstruire en détails la forme de la gerbe.

Reconstruction de l'énergie et de la direction. Afin d'obtenir la direction, la distance d'impact et l'énergie de la particule incidente, une procédure de minimisation est mise en place. Un paramètre évaluant la qualité de l'ajustement de l'image observée à celle modélisée est calculé pour chaque pixel de la caméra, en tenant compte des bruits de fond dus à l'électronique (σ_p) et à la lumière du fond de ciel (σ_γ). L'image brute n'a donc pas besoin d'être nettoyée. La fonction de vraisemblance logarithmique par pixel est la suivante :

$$\ln L = -2 \times \ln P(s \,|\, \mu, \sigma_\mathrm{p}, \sigma_\gamma) \;, \tag{5.2}$$

avec $P(s \,|\, \mu, \sigma_\mathrm{p}, \sigma_\gamma)$ la densité de probabilité d'observer un signal s dans un pixel où la valeur attendue est μ. Pour chaque télescope, la fonction de vraisemblance totale correspond à la somme des valeurs calculées dans tous les pixel : $L_\mathrm{tel} = \sum_{\mathrm{pixel}\ i} \ln L_i$. Les modèles sont générés pour des valeurs discrètes de l'angle zénithal d'observation, de la distance d'impact de la gerbe, de l'énergie du rayon γ et de la profondeur de première interaction. Deux exemples d'images de gerbes de photons de 1 TeV sont présentées sur la figure 5.4 : pour la première le paramètre d'impact est de 100 m, il vaut 250 m pour la seconde. Remarquons que plus la distance d'impact est grande, plus l'image de la gerbe est allongée, et est susceptible de sortir du champ de la caméra. La procédure de minimisation de L_tel donne en paramètres de sortie les meilleurs ajustements obtenus pour la direction et le paramètre d'impact de la gerbe, la profondeur de première interaction et l'énergie de la particule incidente.

Cette méthode permet d'atteindre des performances remarquables en termes de résolution angulaire et en énergie. La résolution en énergie varie entre 8 et 12% sur l'ensemble de la gamme d'énergie (de 80 GeV à 30 TeV). La résolution angulaire est de l'ordre de 0,06° (de Naurois et Rolland, 2009). Ces performances sont illustrées sur la figure 5.5 : la résolution en énergie $\Delta E/E$ est tracée (en haut) en fonction de l'énergie pour l'analyse semi-analytique (Model Std) et l'analyse des moments réduits (Hillas 60 et 200[4]). L'évolution de la résolution angulaire en fonction de l'énergie est indiquée (en bas) également pour ces mêmes analyses.

Séparation γ/hadron. Afin de séparer les événements de natures hadroniques et électromagnétiques, une variable basée sur la fonction de vraisemblance a été proposée (de Naurois

4. Les chiffres 60 et 200 correspondent à différents jeux de coupures sur les images. La méthode des moments réduits standard est désignée par l'appellation « Hillas 60 ».

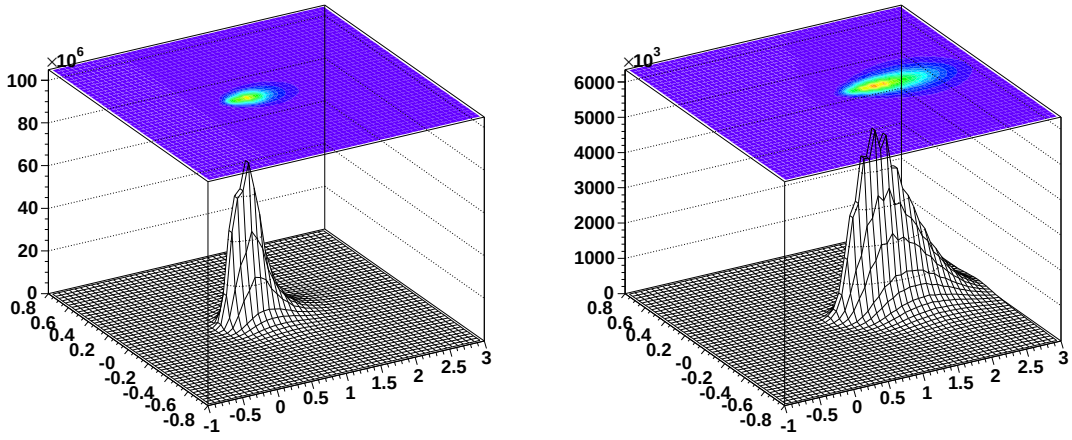


FIGURE 5.4 – *Images pré-calculées de gerbes initiées par des rayons γ de 1 TeV, ayant un paramètre d'impact de 100 m (à gauche) et de 250 m (à droite). L'échelle verticale diffère entre les deux figures, les axes horizontaux correspondent au référentiel de la caméra, et sont exprimés en degrés (figures issues de de Naurois et Rolland 2009).*

et Rolland, 2009), afin d'évaluer la qualité de l'ajustement (*goodness of fit* en englais). Elle est définie comme la somme sur tous les pixels de la différence entre la fonction de vraisemblance calculée $\ln L(s\,|\,\mu)$ et la valeur attendue $\langle \ln L \rangle|_\mu$:

$$G \equiv \frac{\sum_{\text{pixel } i} \left[\ln L(s_i\,|\,\mu_i) - \langle \ln L \rangle|_{\mu_i} \right]}{\sqrt{2 \times \text{Ndl}}} \,, \tag{5.3}$$

où Ndl est le nombre de degré de liberté (i.e. le nombre de pixels − 6). Ce paramètre est calibré afin de prendre en compte l'influence du bruit de fond de ciel. Deux quantités sont dérivées de cette définition : la qualité de l'ajustement des pixels appartenant à la gerbe (*Shower Goodness*), et la qualité de l'ajustement des pixels non touchés par le rayonnement Cherenkov (*Background Goodness*). La distribution de ces variables permet de sélectionner les événements γ. Un exemple est illustré sur la figure 5.3 : la distribution de la qualité de l'ajustement des pixels touchés est tracée pour des données réelles ne contenant que du fond (en gris), que des rayons γ en provenance de la source (en l'occurence le blazar PKS 2155-304, en bleu), et pour des données simulées (en rouge). La coupure du paramètre standard *Shower Goodness* est fixée à 0,6. Des coupures supplémentaires sont appliquées entre autres sur la direction reconstruite de la particule et sur la profondeur de première interaction. L'efficacité de sélection des rayons γ obtenue par cette méthode est améliorée en comparaison de la méthode de Hillas. Ceci est quantifié sur la figure 5.6, où l'efficacité d'identification d'une gerbe de rayon γ est représentée en fonction de la coupure sur le paramètre discriminant adéquat.

5.1.5 Autres méthodes

Une troisième méthode d'analyse pour la reconstruction des gerbes correspond à la généralisation de la méthode de Hillas à trois dimensions. Une gerbe initiée par un rayon γ est modélisée

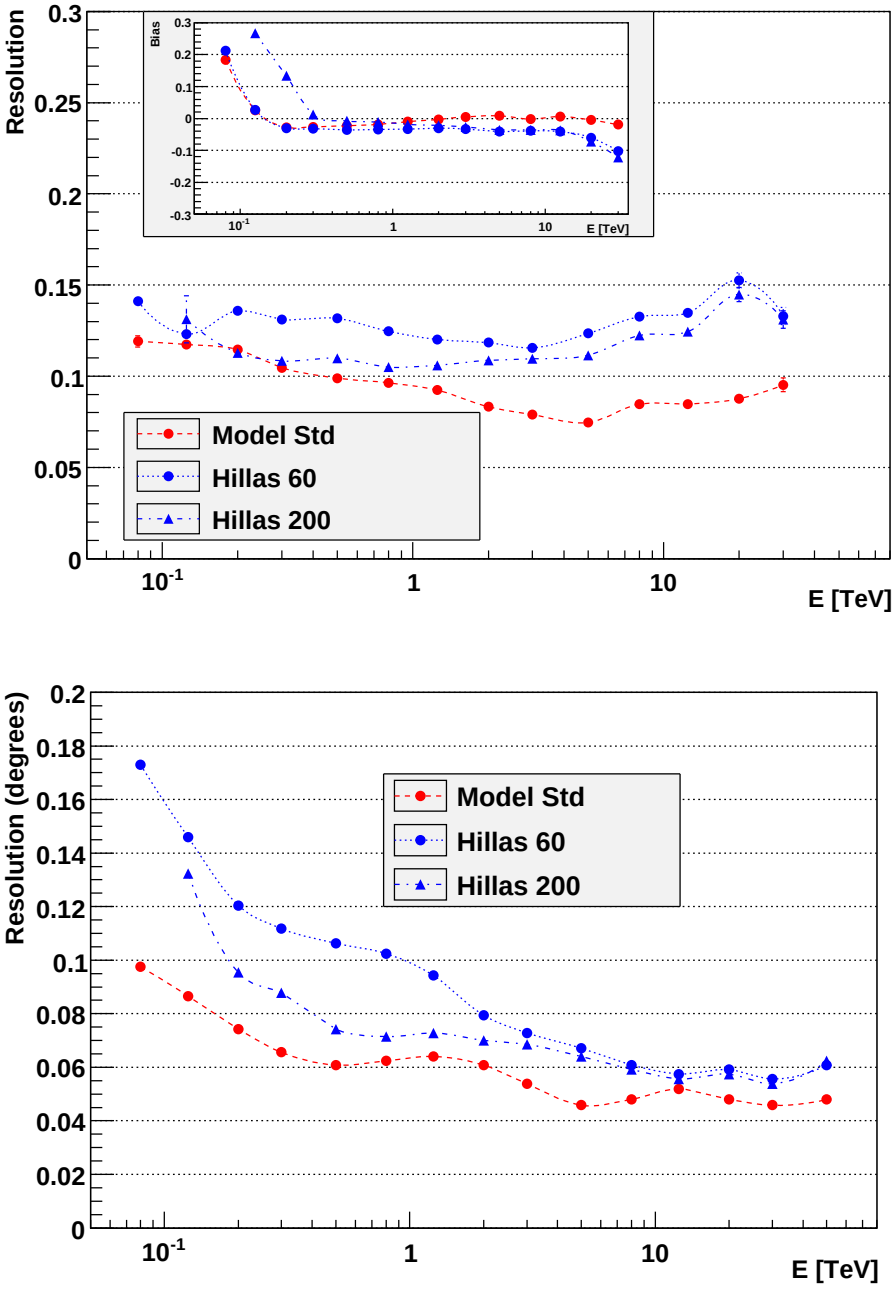


Figure 5.5 – *Résolutions en énergie* (haut) *et angulaire* (bas) *en fonction de l'énergie du rayon γ. Les performances sont représentées pour les analyses semi-analytique* (Model Std) *et utilisant les moments réduits des images* (Hillas 60 et 200) *(figures tirées de de Naurois et Rolland 2009).*

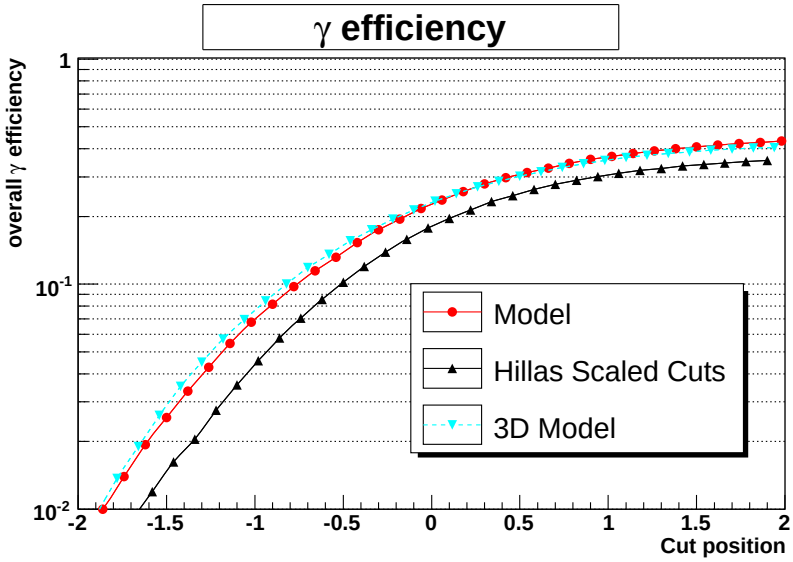


FIGURE 5.6 – *Efficacité d'identification des gerbes initiées par des rayons γ en fonction du paramètre discriminant, représenté pour les analyses semi-analytique* (Model)*, les analyses basées sur la méthode des moments réduits* (Hillas Scaled Cuts) *et sur la reconstruction tri-dimensionnelle des gerbes* (3D Model*, voir le paragraphe 5.1.5*) *(figure tirée de de Naurois 2006).*

par une gaussienne tri-dimensionnelle de révolution autour de l'axe de la gerbe, et émettant de la lumière de manière anisotrope (Lemoine-Goumard et al., 2006). Le signal attendu dans la caméra est obtenu en effectuant l'intégrale sur la ligne de visée des photons Cherenkov émis. La reconstruction de l'énergie et de la direction de la particule incidente est réalisée de la même façon que pour la méthode semi-analytique : les images de gerbes obtenues sont comparées aux images simulées par une procédure de minimisation des paramètres du modèle.

L'efficacité et les performances des trois méthodes d'analyse ont été comparées par de Naurois (2006) pour un même jeu de données (10 heures d'observation de la nébuleuse du Crabe par H.E.S.S.). Il en sort que les méthodes semi-analytique et de reconstruction tri-dimensionnelle ont des capacités d'identification des rayons γ équivalentes, et supérieures à la méthode de Hillas (voir la figure 5.6). D'autre part, il est apparu que les différentes variables de discrimination γ/hadrons des trois méthodes ne sont pratiquement pas corrélées pour des événements γ simulés (les facteurs de corrélations varient entre ~0,03 et ~0,13). Ceci revient à pouvoir considérer les trois techniques d'analyse comme étant complémentaires vis-à-vis de la séparation des gerbes hadroniques et électromagnétiques. Dubois et al. (2009) ont ainsi développé une technique de séparation utilisant une combinaison des variables discriminantes issues des trois analyses, en tenant compte de leurs fonctions de densité de probabilités respectives. Cette analyse multi-variable permet d'améliorer non seulement le rejet des événements hadroniques, mais également la reconstruction en énergie et angulaire d'une gerbe issue d'un γ.

L'utilisation d'arbres de décision appliqués aux paramètres des trois techniques de reconstruction apporte également une amélioration des performances pour la séparation γ/hadrons. Ohm et al. (2009) l'ont employée pour les paramètres de l'analyse de Hillas, tandis que Fiasson et al. (2010) se sont penchés aussi sur les méthodes semi-analytique et tri-dimensionnelle.

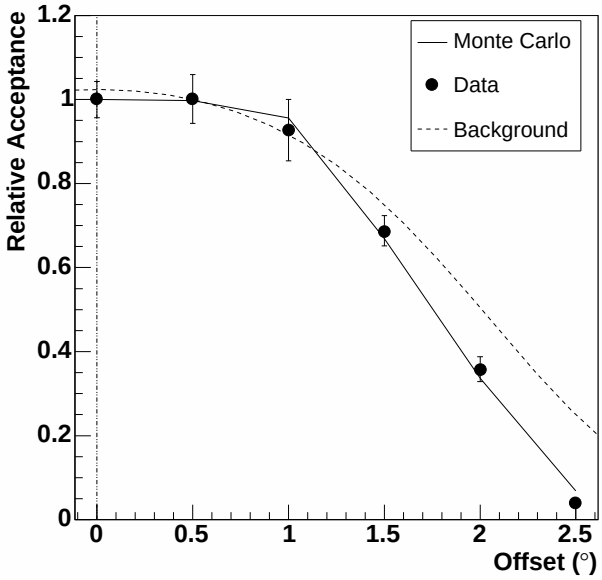


Figure 5.7 – *Comparaison du taux relatif d'événements γ mesuré sur la nébuleuse du Crabe (points noirs) avec le taux evalué à partir de simulations Monte Carlo (courbe pleine). Les taux sont tracés en fonction de l'angle entre la direction de la gerbe et le centre du champ de vue. L'acceptance radiale relative des événements de fond est également représentée (ligne pointillée) (figure tirée de Aharonian et al. 2006f).*

5.2 La soustraction de fond

Les méthodes d'analyse qui viennent d'être présentées sélectionnent les événements ayant les caractéristiques d'une gerbe électromagnétique. Cependant, des événements de type hadronique subsistent après cette sélection. Les techniques de soustraction de fond consistent à évaluer la part des événements de la région source qui est due à des événements de fond. Cette étape est réalisée à partir des cartes bi-dimensionnelles de tous les événements passant les coupures : le nombre d'événements de fond est estimé sur une région du ciel ne contenant pas de sources, et est soustrait au nombre d'événements calculés sur la région source. La soustraction doit prendre en compte la variation de la sensibilité du détecteur en fonction des angles zénithaux et azimuthaux, de l'énergie, et de l'angle d'arrivée de la particules par rapport à la direction centrale du champ de vue. Ceci est désigné par le terme d'*acceptance*, elle caractérise la probabilité qu'un événement passe les coupures de l'analyse. À titre d'illustration, la figure 5.7 montre l'acceptance relative du détecteur H.E.S.S. aux rayons γ et aux gerbes hadroniques en fonction de la distance angulaire entre la direction de la particule incidente et le centre de la caméra (pour une analyse de type Hillas). Une décroissance des acceptances relatives avec l'angle est observée, elles ont par ailleurs des comportements similaires : elles peuvent être approchées par des fonctions radiales. L'excès de rayons γ en provenance de la région source est ainsi défini par la relation suivante :

$$N_{\text{exces}} = N_{\text{On}} - \alpha N_{\text{Off}} \ , \tag{5.4}$$

où N_{On} et N_{Off} sont respectivement les nombres d'événements enregistrés sur la région source, et sur la région de contrôle. Le paramètre α est un facteur de normalisation prenant en compte

les différences de sensibilité entre la région source et la région de contrôle (Berge et al., 2007) :

$$\alpha = \frac{\int_{\mathrm{On}} A^{\gamma}_{\mathrm{On}}(\psi_x, \psi_y, \phi_z, E, t)\, \mathrm{d}\psi_x\, \mathrm{d}\psi_y\, \mathrm{d}\phi_z\, \mathrm{d}E\, \mathrm{d}t}{\int_{\mathrm{Off}} A^{\gamma}_{\mathrm{Off}}(\psi_x, \psi_y, \phi_z, E, t)\, \mathrm{d}\psi_x\, \mathrm{d}\psi_y\, \mathrm{d}\phi_z\, \mathrm{d}E\, \mathrm{d}t} \,. \tag{5.5}$$

$A^{\gamma}_{\mathrm{On,Off}}$ est l'acceptance du détecteur aux événements de type γ, elle dépend de la position (ψ_x, ψ_y) dans le champ de vue de l'instrument, de l'énergie de la particule E, de l'angle zénithal ϕ_z d'observation et du temps d'exposition t. Si les acceptances sont identiques, le paramètre α correspond simplement au rapport des surfaces des régions *On* et *Off*. Le niveau de confiance (ou significativité) d'une détection est donné par la déviation du signal par rapport au bruit de fond. Son expression est évaluée par Li et Ma (1983) lorsque les temps d'observation des régions *On* et *Off* sont différentes (ce qui est le cas de l'astronomie γ de très haute énergie). C'est une fonction des trois paramètres α, N_{On} et N_{Off}, elle est reproduite page 169, et pour le cas particulier où $\alpha = 1$, son expression est donnée page 174.

5.2.1 Utilisation du grand champ de la caméra

Une première configuration pour l'estimation du fond utilise le grand champ de vue de la caméra. Les fonds sont mesurés au sein-même du champ de vue, ceci est envisageable uniquement si la source est ponctuelle ou de faible étendue spatiale. Afin de disposer de régions de fond (*Off*) ayant une acceptance proche de celle de la région source (*On*), l'observation est réalisée en mode décalé (*Wobble mode*) : la source est décalée dans le champ de vue par rapport au centre de la caméra d'un angle variant entre 0,5° et 1,0° (Aharonian et al., 2006f; Lemière, 2006). Différentes stratégies sont alors adoptées pour estimer le fond, elles sont récapitulées sur la figure 5.8. La première (a) consiste à ne prendre qu'une seule région miroir *Off*, de même dimension que la région *On*. La seconde (b) est une extension de la première : plusieurs zones *Off* circulaires équidistantes du centre du champ de vue sont juxtaposées. Ceci permet d'augmenter la statistique et de réduire les erreurs. Dans la méthode (d), la région *Off* est un segment d'anneau centré sur le centre du champ de vue, et dont le rayon correspond à l'angle de décalage de la source. C'est une variante de la méthode (b). Enfin, la dernière approche (c) est utilisée lorsque la source est trop proche du centre du champ de vue pour pouvoir appliquer la méthode (b). Le fond est estimé dans un anneau complet centré sur la position de la source, sa surface est typiquement choisie pour avoir un rapport ~1/7 par rapport à la surface de la région source.

Notons que les spectres des sources peu étendues sont réalisés en utilisant la méthode des régions multiples (b), tandis que la méthode (c) sert à obtenir des cartes du champ de vue : l'excès de γ de chaque pixel est calculé en prenant un anneau centré sur lui (Aharonian et al., 2006f).

5.2.2 La méthode *On-Off*

Lorsque la source est étendue spatialement, la méthode classique de soustraction de fond est utilisée. Elle requiert le double du temps d'observation par rapport aux techniques présentées ci-dessus : la région source (*On*) est tout d'abord observée pendant un certain temps, puis une

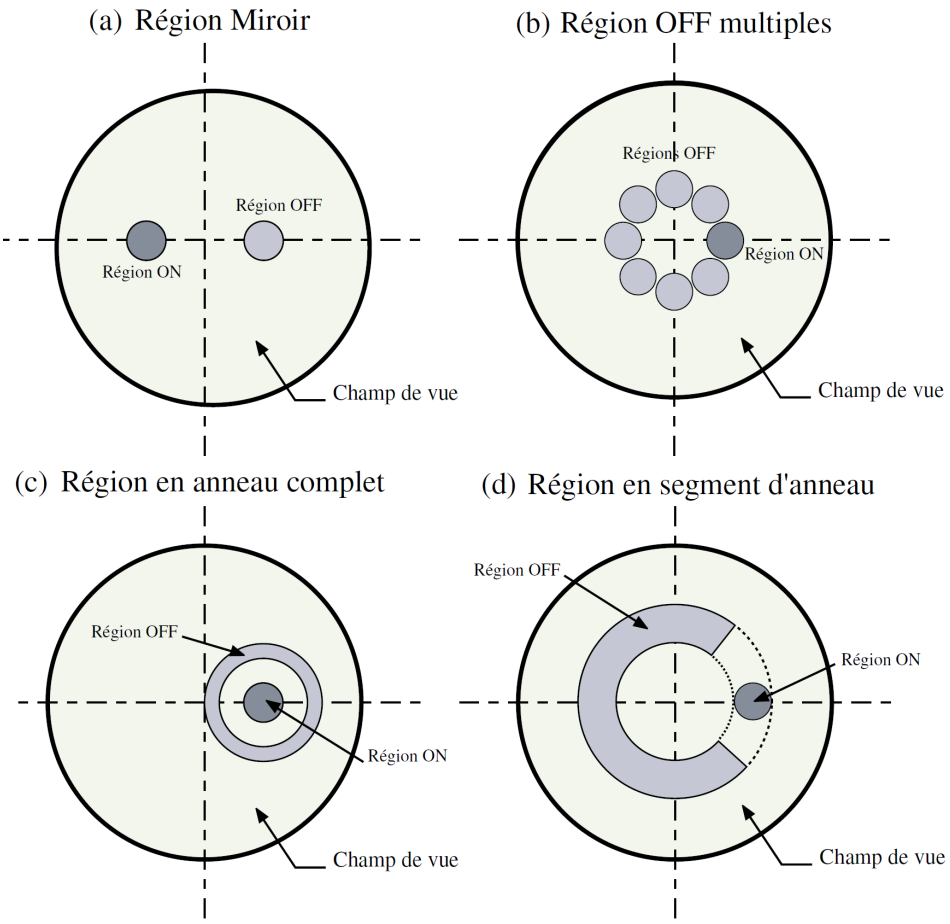


Figure 5.8 – *Représentation graphique des différentes méthodes d'estimation du bruit de fond utilisant le grand champ de vue de l'instrument. La figure est commentée dans le texte (figure issue de Lemière 2006).*

région du ciel dépourvue de sources (*Off*) est pointée, présentant des conditions d'acceptance les plus semblables possible. Pour satisfaire cette exigence, la région *Off* est observée la plupart du temps à la suite de la région *On*, afin d'avoir des conditions atmosphériques relativement semblables, en décalant le champ de vue observé de 30 minutes en ascention droite, avec une même déclinaison (ceci permet de reproduire les variations d'angles zénithaux et azimuthaux de l'observation de la région source). Elle fut utilisée par exemple par Whipple, qui ne possédait pas un champ de vue suffisamment large pour pouvoir appliquer les méthodes vues dans le paragraphe 5.2.1 (Weekes et al., 1989).

Cependant, il arrive que les observations *On* et *Off* soient décalées dans le temps de plusieurs jours, voire de plusieurs semaines. De plus, cette stratégie d'observation demandant deux fois plus de temps, elle est peu considérée par le comité d'observation de l'expérience H.E.S.S. Il est alors nécessaire d'évaluer les changements d'efficacité du détecteur (dus à la variation des propriétés de l'atmosphère, de l'étalonnage de l'instrument, etc.) entre les deux observations afin de soustraire correctement les événements de fond. D'autre part, lorsqu'il n'existe pas d'observations *Off* disponibles correspondant à une région *On* donnée du ciel, il est possible de rechercher une paire parmi les observations réalisées, ne contenant aucune source. La recherche d'une émission diffuse dans le plan galactique (voir le chapitre 1) devra procéder ainsi. En effet,

il est attendu que cette émission soit étendue spatialement, or, il existe de nombreuses données d'observation du plan (Aharonian et al., 2006g), pour lesquelles des associations *Off* peuvent être trouvées. Ceci sera étudié dans le paragraphe 5.3.

5.2.3 Méthode *template*

D'autres méthodes ont été développées, que nous présenterons rapidement. La soustraction de fond y est effectuée dans l'espace des paramètres issus de la séparation γ/hadrons (comme la largeur réduite de la gerbe pour l'analyse de Hillas, ou la qualité de l'ajustement pour la technique semi-analytique), plutôt que dans l'espace angulaire du champ de vue de l'instrument. La méthode dite *template* fut développée pour l'expérience HEGRA (Rowell, 2003). Le fond est estimé directement sur la région source (les événements γ et hadroniques n'ayant pas la même distribution dans l'espace des paramètres discrimants). La normalisation évaluant le rapport entre le nombre d'événements de fond retenu dans l'espace des paramètres et le nombre de fond passant les coupures est calculée grâce à la connaissance des acceptances aux rayons γ et aux hadrons. Une seconde méthode accorde un poids à chaque événement sur la base de la valeur de son paramètre discriminant. Elle est présentée en détails par Lemoine-Goumard (2006). Enfin, citons l'existence de méthodes basées sur l'analyse en ondelettes (voir par exemple Bhat 2010, et pour une application aux données de H.E.S.S. : Lemière 2006).

5.3 Vers la détection d'une émission diffuse

Les méthodes de soustraction de fond présentées dans le paragraphe 5.2.1 utilisent le grand champ de vue de l'instrument pour estimer la proportion d'événements hadroniques (ou électroniques) présents dans la région source. L'hypothèse sous-jacente est l'isotropie de ce fond : les rayons cosmiques chargés étant déviés lors de leur propagation, le flux détecté sur Terre est isotrope (voir le chapitre 1). L'utilisation de ces méthodes est envisageable si la région source est relativement faible par rapport au champ de vue. Pour le cas d'une émission diffuse (dont la morphologie dépend non seulement de la distribution de la matière interstellaire, mais aussi de la distribution des sources de rayons cosmiques, et est difficilement prédictible, cf. paragraphe 1.3.3) s'étendant sur une grande partie du champ de vue, il est nécessaire d'avoir recours à d'autres méthodes de soustraction.

Le potentiel de la méthode *On-Off* a été étudié. En premier lieu nous analyserons les observations *On-Off* pour lesquelles des observations successives ont été réalisées (paragraphe 5.3.1), puis nous essaierons d'élargir cette analyse à la recherche de paires d'observations non prévues initialement pour être appariées (paragraphe 5.3.2). Notons que la méthode *template* abordée dans le paragraphe 5.2.3 ne peut être utilisée pour la détection d'une émission diffuse. En effet, la normalisation permettant de calculer le nombre d'événements de fond dans la région source est déterminée sur l'intégralité du champ de vue, duquel la (ou les) région(s) source(s) a été soustraite. D'autre part une nouvelle stratégie d'observation a également été proposée, qui permettrait d'appliquer les méthodes du paragraphe 5.2.1 sur une région du ciel plus large. Elle sera abordée dans le paragraphe 5.3.3. Enfin, la technique de soustraction *On-Off* étant sensible

aux conditions d'observation, il est apparu intéressant d'évaluer l'influence du bruit de fond de ciel sur l'appariement des données (paragraphe 5.3.4).

5.3.1 Observations dédiées

Les observations *On-Off* dédiées se présentent sous la forme de paires : une première observation est effectuée dans la direction de la source. En moyenne, une observation dure 30 minutes, ce qui se traduit par un déplacement des télescopes de 7,5° en ascension droite en coordonnées équatoriales. Une seconde observation [5] est engagée successivement, avec un décalage de 7,5° en ascension droite afin de reproduire à l'identique la position des télescopes dans les coordonnées célestes (en particulier les angles zénithaux et azimuthaux seront les mêmes pour les deux observations). Les conditions atmosphériques étant supposées avoir peu changées en une demi-heure, le taux d'événements de fond attendu est le même pour les deux observations. Le fond peut ainsi être retranché par une simple soustraction du nombre d'événements. Nous nous sommes ainsi attachés à évaluer la qualité des paires disponibles parmi les données de H.E.S.S. en nous penchant successivement sur :

(a) l'évolution du taux d'événements brut en fonction du temps,

(b) la position relative des télescopes au cours des observations,

(c) le taux d'événements après les coupures appliquées lors de la séparation γ/hadrons,

(d) la présence de sources identifiées dans les données.

Au cours des deux premières années qui ont suivi la mise en service de l'instrument H.E.S.S., plusieurs observations de type *On-Off* ont été réalisées, sur des objets principalement situés dans le plan galactique. Plus récemment, de nouvelles données ont été prises dans ce mode dans la direction du centre galactique (voir la figure 5.9, montrant la position des observations réalisées en coordonnées galactiques). L'ensemble des observations passant les critères de qualité (cf. paragraphe 5.1.2) sont présentées en annexe dans les tableaux A.1, A.2 et A.3. Les coordonnées équatoriales et galactiques, le nombre d'événements brut ainsi que le nombre d'événements passant les coupures (pour l'analyse semi-analytique) sont indiqués.

(a) Afin de comparer l'évolution du taux d'événements détectés au cours du temps entre les observations appariées, un test de χ^2 évaluant la ressemblance des distributions a été réalisé (Cramér, 1946). Il permet de tester l'hypothèse selon laquelle deux histogrammes représentent des distributions identiques, ce qui est attendu si les conditions d'observation sont très similaires. L'hypothèse d'homogénéité entre les deux distributions (dite aussi hypothèse « nulle ») est rejetée à un niveau de confiance de 5% si la probabilité calculée à partir du test de χ^2 (et indiquée dans les tableaux A.1, A.2 et A.3) est inférieure à 0,05. Toutes les paires satisfont le critère d'homogénéité, à l'exception de la paire n° 14, pour laquelle le taux d'événements d'une des deux observations (le *run* 28777) présente une diminution périodique. La figure 5.10 illustre le cas d'une paire de bonne qualité (n° 6, haut), dont la propabilité associée au χ^2 vaut $p = 0{,}998$, et la paire n° 14, de mauvaise qualité (bas), pour laquelle la probabilité vaut $p = 0$.

5. Notons que l'ordre des deux observations n'a pas d'importance. L'ordre est surtout déterminé par le contenu en sources γ de la région sur laquelle sera estimé le fond : en effet, la région pointée ne doit pas contenir de sources γ.

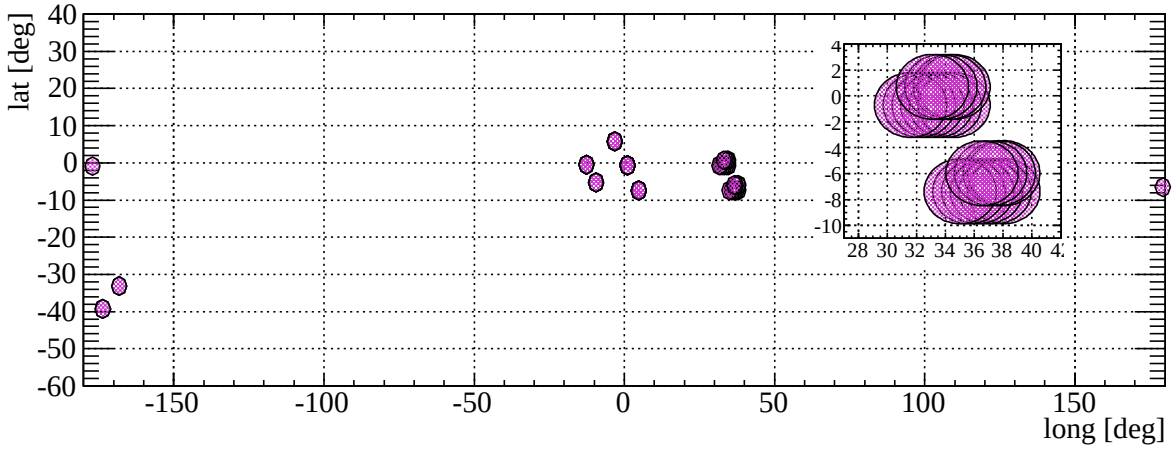


FIGURE 5.9 – *Direction des observations de type* On-Off *en coordonnées galactiques (l'axe des abscisses n'a pas été inversé, comme c'est le cas généralement dans ce type de projection). Les observations dont la longitude est située entre* 30° *et* 40° *se chevauchant, l'encart est un grossissement de cette région.*

(b) Le taux de déclenchement de l'instrument dépend fortement de l'angle zénithal d'observation (voir par exemple Funk et al. 2004). Pour pouvoir apparier deux observations, il est ainsi demandé que les angles zénithaux soient très proches. Nous avons effectué une comparaison de la position des télescopes pour chacune des paires. La figure 5.11 (haut) représente les angles zénithaux et azimuthaux suivis pour les observations de la paire n° 7. Si un très large recouvrement apparaît entre les deux observations, il subsiste néanmoins un décalage en temps. Ceci est d'autant plus visible sur la courbe 5.11 du bas, illustrant le taux d'événements enregistrés en fonction de l'angle zénithal pour les deux observations. Une soustraction propre devrait tenir compte de ce léger décalage. Cependant, pour cette étude, l'intégralité des observations est conservée. Dans les tableaux A.1, A.2 et A.3 est donnée la différence moyenne d'angle zénithal entre les observations de chaque paire, sans tenir compte du décalage. À l'exception de deux paires (n° 2 et n° 3) pour lesquelles les données de positionnement des télescopes d'une des deux observations présentent une erreur, la différence moyenne reste inférieure à 0,35°. Pour les observations réalisées récemment (tableau A.3), la différence est par ailleurs systématiquement inférieure à 0,1°, un soin particulier ayant été accordé à la prise de ces données afin de minimiser le décalage en angle zénithal.

(c) Nous avons regardé jusqu'à présent le taux brut d'événements enregistrés, qui est de l'ordre de ∼100 Hz, afin de caractériser la réponse de l'instrument. Les événements à partir desquels la soustraction de fond sera effectuée sont ceux qui passent les coupures de la séparation γ/hadrons. Les tableaux de l'annexe A indiquent le nombre d'événements ressemblant à des gerbes γ pour chaque observation. Leur taux varie entre 0,1 Hz et 0,9 Hz, sauf pour la paire n° 15 qui présente un taux anormalement faible (0,02 Hz), et qui ne sera donc pas retenue. La figure 5.12 montre l'évolution du taux d'événements sélectionnés en fonction du temps pour la paire n° 6. Cette paire est représentative de notre échantillon d'observations *On-Off* dans le sens où le nombre d'événements enregistrés dans la direction du plan galactique est plus élevé qu'hors du plan. Seules les paires n° 24 et 26 ont un comportement différent. Cet excès observé systématiquement pour les observations dirigées vers le plan galactique pourrait être la signature d'une émission diffuse. Cependant, des sources

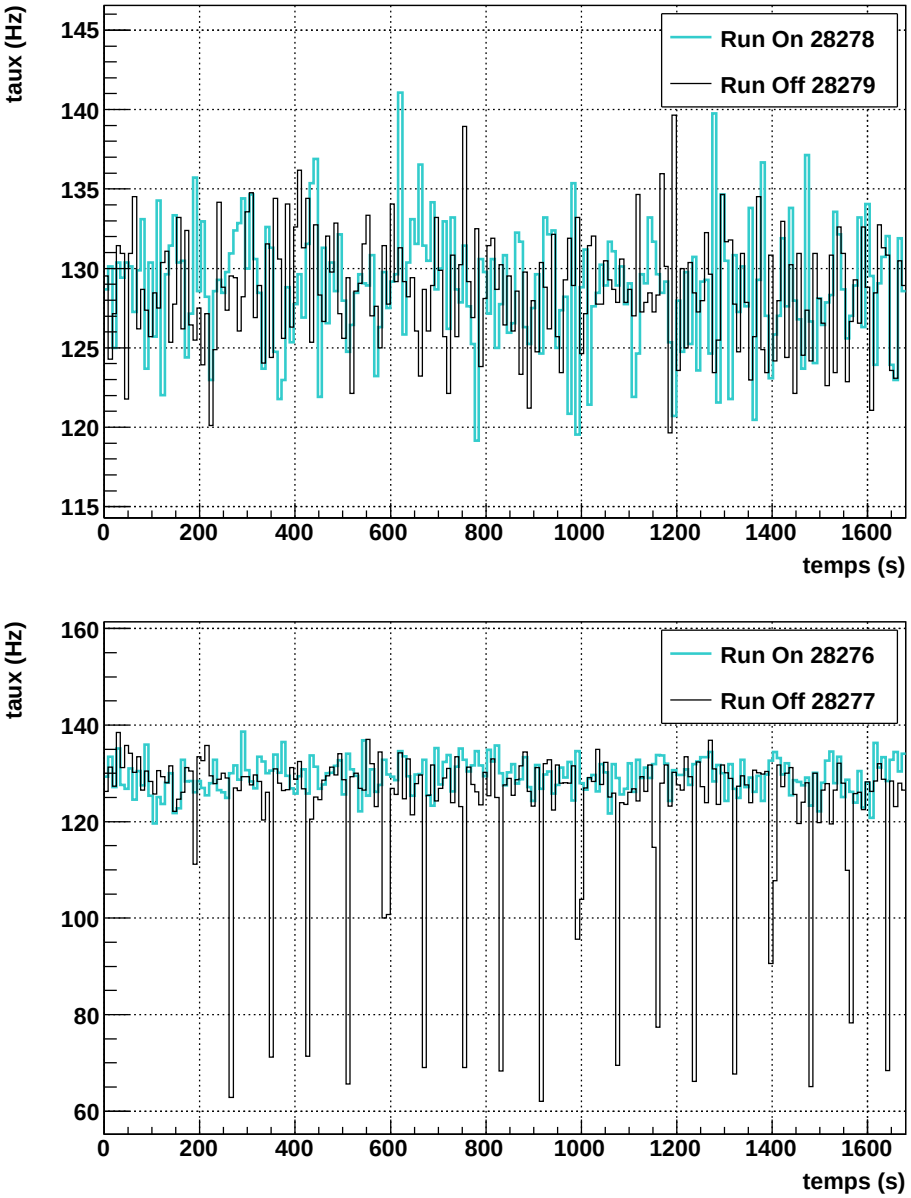


Figure 5.10 – *Évolution du taux d'événements enregistrés par l'instrument H.E.S.S. en fonction du temps.* (Haut) *: cas de la paire n° 6. L'observation pointant vers le centre galactique est représentée en bleu (run 28278), la seconde pointe à ~7° du plan (en noir, le run 28279).* (Bas) *: cas de la paire n° 14, pour laquelle un problème d'acquisition apparaît sur l'observation hors plan galactique (run 28277).*

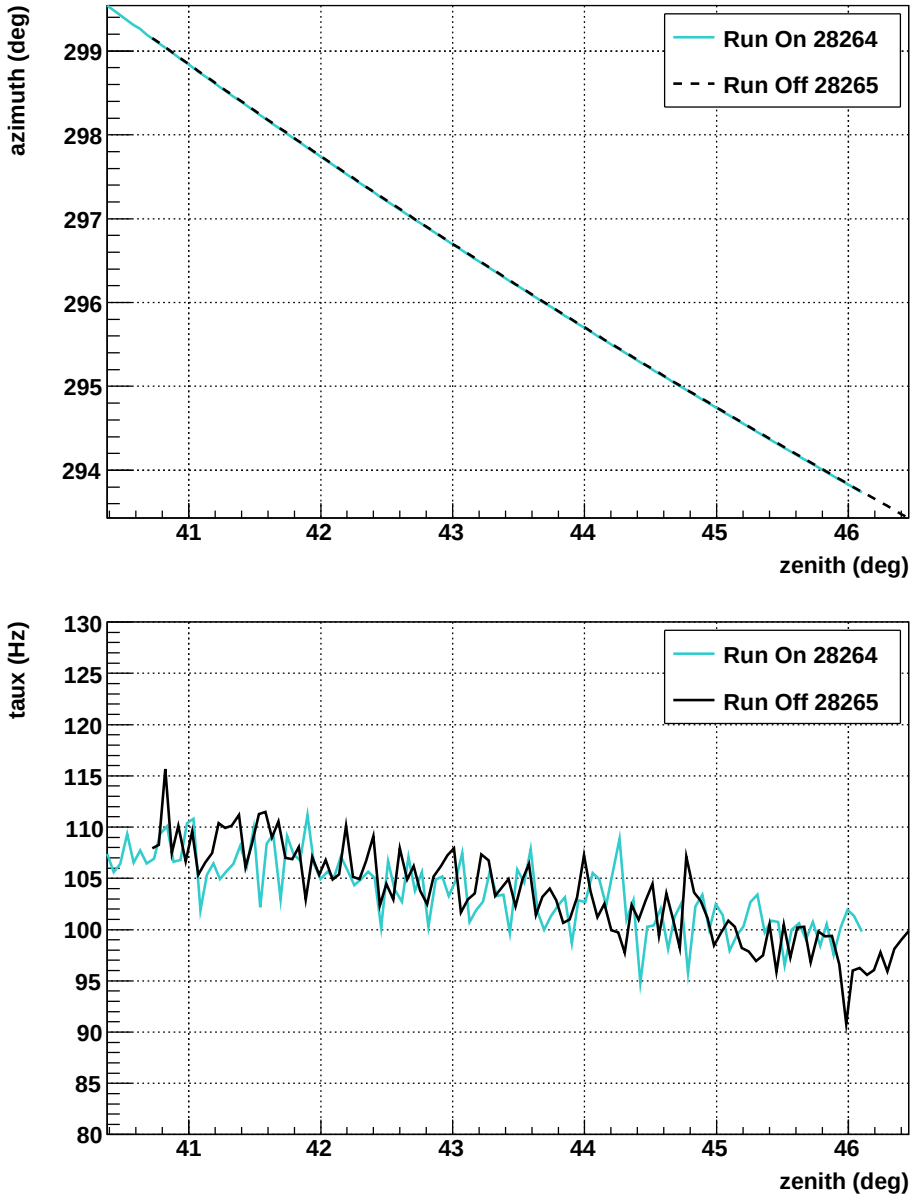


FIGURE 5.11 – (Haut) *: variation des angles zénithaux et azimuthaux pour les deux observations d'une même paire (n° 7).* (Bas) *: évolution du taux d'événements en fonction de l'angle zénithal, pour les deux mêmes observations.*

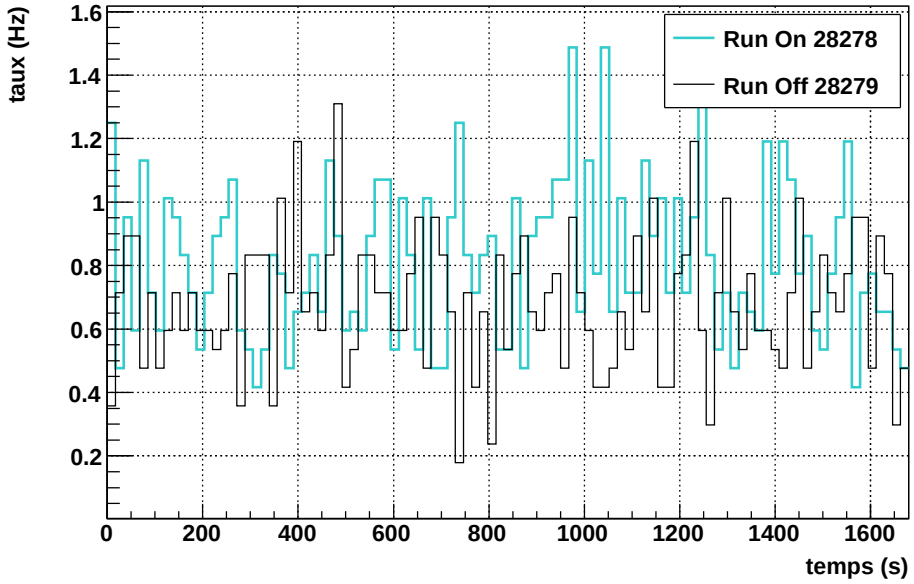


Figure 5.12 – *Évolution du taux d'événements passant les coupures de la séparation γ/hadrons en fonction du temps, pour la paire n° 6.*

identifiées de rayons γ sont présentes dans les directions pointées (voir le paragraphe suivant, (d)). D'autre part, le bruit de fond de ciel pourrait être également la source d'un effet systématique : ceci sera discuté dans le paragraphe 5.3.4.

(d) Un des objectifs principaux de la collaboration H.E.S.S. est la réalisation d'un sondage du plan galactique (Aharonian et al., 2006g; Chaves, 2009) : de nombreuses observations existent pour cette région. Il a ainsi été possible d'effectuer des analyses standard dans les directions des observations de type *On-Off* situées à proximité du plan galactique. Le détail de l'analyse ne sera pas présenté. Nous avons sélectionné une trentaine d'observations pour chacune des directions (soit ~15 h), afin d'obtenir des cartes de significativité des régions. Elles ont été calculées dans le cadre de l'analyse semi-analytique. Pour estimer le bruit de fond, nous avons utilisé la méthode de l'anneau complet. La figure 5.13 présente quelques unes des cartes obtenues, dans la direction de G31.6-07 (paire n° 5, haut), G34.9+07 (paire n° 14, milieu) et RXJ 1713.7-3946 (paires n° 1 à 4, bas). Pour chacune des ces directions, un excès est observé à proximité du plan galactique (représenté sur les figures par une ligne blanche), et plus particulièrement pour RXJ 1713.7-3946, le reste de supernova atteignant une significativité de l'ordre de ~10. La plupart de ces excès sont associés à des sources galactiques identifiées.

En somme, l'analyse préliminaire des paires dédiées de type *On-Off* a consisté en une quantification de la qualité des observations réalisés. Différentes paires ont été exclues pour des motifs liés au taux d'événements enregistrés par l'instrument (comme les paires n° 14 et 15), d'autres car une erreur est apparue lors des tests sur la positions des télescopes (paires n° 2 et 3). Enfin, à condition de comparer des fractions d'observations présentant des propriétés directionnelles similaires (en angle zénithal), il semble possible de poursuivre cette analyse plus avant. Cependant, pour la détection d'une émission diffuse dans le plan galactique, la région *On* devra être située dans une région la moins possible contaminée par des sources étendues.

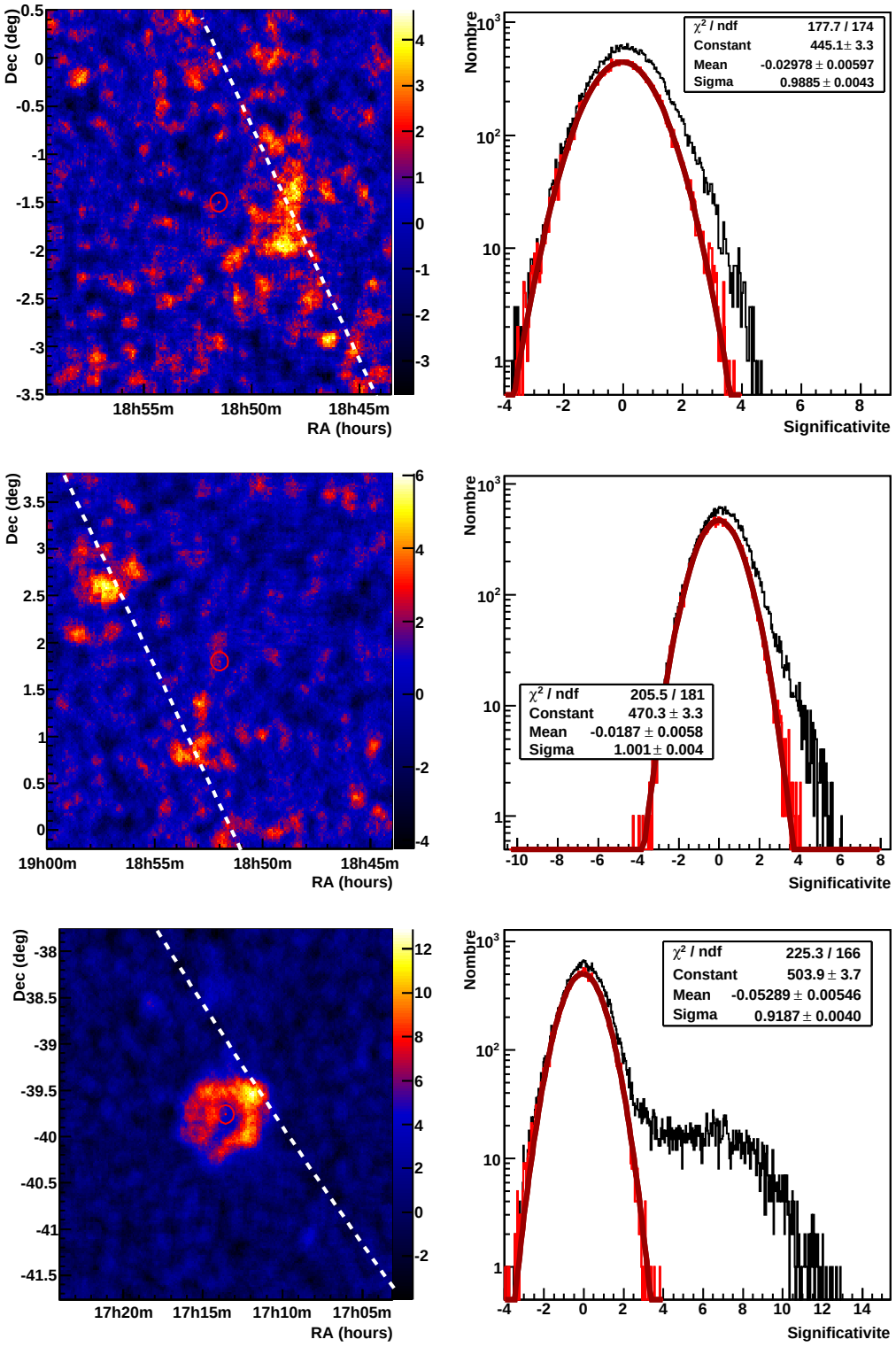


FIGURE 5.13 – *Analyse de régions* On *situées à proximité du plan galactique :* (haut) *: G31.6-07,* (milieu) *: G34.9+07,* (bas) *: RXJ 1713.7-3946. Les figures de gauche présentent une carte de la significativité du signal, la soustraction de fond ayant été réalisée avec la méthode de l'anneau complet. La ligne pointillée blanche indique la position du plan galactique, et le cercle rouge la direction de pointé des observations* On*. Les figures de droite montrent la distribution de la significativité correspondant à la carte.*

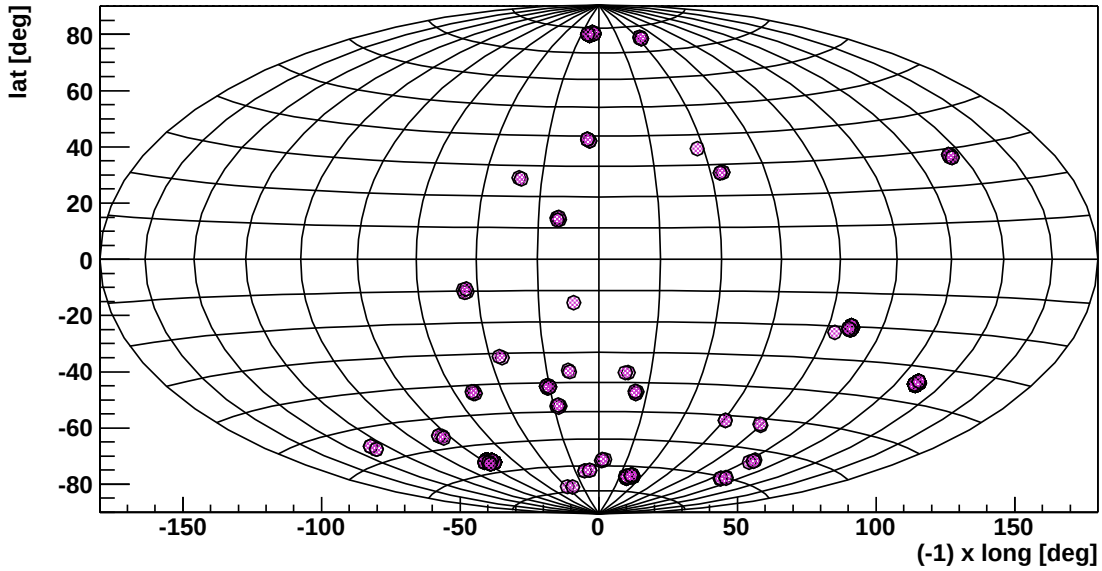


Figure 5.14 – *Figure illustrant la position des observations de type* Off *retenues parmi les données de H.E.S.S. La carte du ciel est représentée en coordonnées galactiques en projection Hammer-Aitoff. L'axe de la longitude a été inversé afin de satisfaire la représentation communément adoptée.*

5.3.2 Recherche de paires

Dans un second temps, la possibilité d'utiliser l'ensemble des observations réalisées par H.E.S.S. a été étudiée. Les observations dédiées *On-Off* demandant deux fois plus de temps que les observations réalisées en mode décalé (pour une soustraction de fond utilisant le grand champ de vue de l'instrument), elles ne constituent qu'un faible échantillonnage de l'ensemble des données disponibles. Associer deux observations qui n'ont pas été prises dans les mêmes conditions suppose :

- que l'on néglige en partie les variations des conditions atmosphériques d'une nuit à l'autre, et l'influence qu'elles auront sur le taux de déclenchement de l'instrument,
- que l'acceptance de l'instrument soit utilisée lors de la procédure de soustraction de fond, sachant qu'elle dépend fortement de l'efficacité optique et de l'angle zénithal d'observation.

Une liste d'observations de type *Off* a ainsi été établie : elle répertorie des observations en direction desquelles aucune source n'a été détectée. Nous nous sommes cantonnés à l'ensemble des observations réalisées en direction des sursauts γ (voir page 16) et des objets étudiés pour leur potentiel vis-à-vis de la détection de matière noire (voir page 74). De plus, la région du plan galactique ($|b| < 10°$) a été exclue, afin de s'affranchir de la contribution d'une éventuelle émission diffuse (voir page 29). Cette liste représente environ ∼150 heures de données. L'ensemble des régions *Off* retenues sont présentées sur la figure 5.14.

Étant donnée une liste d'observations *On*, notre travail a consisté à trouver le meilleur assortiment possible pour un appariement de type *On-Off*. Afin de réduire les erreurs systématiques

n°	Variable x	Intervalle de tolérance $\pm\Delta x$	Sélection par défaut
1	Nombre de télescopes	0	1
2	Efficacité optique	0,003	0
3	Durée de l'observation	4 min	1
4	Déclenchement central de l'instrument	10 Hz	0
5	Angle zénithal	5°	1
6	Angle azimuthal	5°	0

TABLE 5.1 – *Tableau résumant les variables examinées lors de la sélection des observations* Off *associées aux observations* On. *L'intervalle de tolérance pris par défaut dans notre analyse est donné (Δx). La dernière colonne indique si le critère est pris en compte ou non par défaut. Remarque : l'efficacité optique est exprimée en pourcentage, et ne tient pas compte de l'efficacité quantique des photomultiplicateurs (~20%, voir page 95).*

pour la soustraction de fond, différents critères de sélection ont été définis pour la sélection des observations de type *Off*. Ils concernent les variables x répertoriées dans le tableau 5.1. Une observation *Off* est retenue si la variable qui lui est associée x_{Off} est contenue dans l'intervalle de tolérance $x_{\mathrm{On}} \pm \Delta x$ associé à l'observation *On*. Les valeurs des intervalles de tolérance Δx prises par défaut pour notre analyse sont indiquées dans le tableau 5.1. Le facteur de qualité de l'appariement est défini comme étant :

$$v_{On\text{-}Off} = \sum_{i=1}^{i=6} \left(\frac{x^i_{\mathrm{On}} - x^i_{\mathrm{Off}}}{\Delta x^i} \right)^2 \times f_{x^i} \ , \tag{5.6}$$

où f_{x^i} est l'ordre de priorité accordé au critère i. Par défaut, il vaut $f_{x^i} = 1$. Pour un critère prioritaire, on fixera $f_{x^i} < 1$. Notons que le facteur de qualité est calculé uniquement si toutes les variables de l'observation *Off* sont inclues dans les intervalles de tolérance définis pour une observation *On* donnée. Si ce n'est pas le cas, alors $v_{On\text{-}Off} = 1000$.

Soit une liste de n observations *On* pour une région ou une source donnée : elle contient presque essentiellement des observations réalisées en mode décalé. Chaque observation de la liste *Off* (contenant m éléments) représentée sur la figure 5.14 va être comparée à chaque observation de la liste *On*. La matrice $\mathcal{M}$ suivante est ainsi évaluée :

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} v_{11} & v_{12} & \dots & v_{1m} \\ v_{21} & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & v_{kl} & \dots \\ v_{n1} & \dots & \dots & v_{nm} \end{bmatrix} \ , \tag{5.7}$$

avec k l'indice parcourant la liste d'observation *On* ($k = 1 \,..\, n$) et l'indice l la liste *Off* ($l = 1 \,..\, m$). Plus l'indice v_{kl} est faible, meilleure est la qualité de l'appariement. Ainsi, le minimum de la matrice est recherché, définissant la première paire. Le second minimum est alors recherché, donnant la deuxième paire, et ainsi de suite. Une observation ne peut être sélectionnée deux fois (ceci est vrai aussi bien pour les observations de type *On* et *Off*). Il arrive que des observations de la liste *On* ne soient pas appariées si les critères ne sont pas satisfaits parmi les observations *Off* qui n'ont pas été sélectionnées. Des méthodes d'appariement plus sophistiquées pourraient être mises en place (citons par exemple Irving 1985), afin d'obtenir le plus grand nombre de paires de bonne qualité (et en sacrifiant par exemple la ou les meilleures paires de la matrice $\mathcal{M}$).

L'interface graphique de l'outil développé est présenté en annexe sur la figure A.1. L'accès aux bases de données concernant les observations est effectué grâce au système de gestion MySQL [6].

Cet outil a été appliqué dans le cadre de l'étude de la méthode soustraction *On-Off*. Nous nous sommes intéressés à une région dépourvue de sources, afin de faire apparaître les systématiques issues de l'appariement.

(a) Une région dépourvue de sources a été choisie, située en dehors du plan galactique : en direction de la galaxie naine sphéroïde Carina. Cette région est étudiée plus en détails dans le chapitre 7, en vue de la détection d'un signal de matière noire. Nous nous sommes penchés tout d'abord sur la qualité de l'appariement, avec une démarche similaire à celle qui a été présentée pour l'analyse des paires dédiées *On-Off*. La meilleure paire a été retenue, c'est-à-dire celle dont le facteur v_{kl} est le plus petit de la matrice $\mathcal{M}$, pour différents jeux de critères de sélection : les critères choisis par défaut (x^1, x^3 et x^5 du tableau 5.1), auxquels nous avons rajoutés successivement la contrainte sur l'angle azimuthal (x^6) et la contrainte sur le taux de déclenchement (x^4). La figure 5.15 présente la position des télescopes (angles azimuthaux et zénithaux) ainsi que l'évolution du taux d'événements enregistrés par l'instrument en fonction du temps, pour chacune des trois sélections. Les probabilités issues du calcul de χ^2 concernant les distributions du taux d'événements valent respectivement : $p = 0{,}042$, $p = 0{,}224$ et $p = 0{,}325$. L'appariement pour lequel le plus de contraintes ont été demandées a la probabilité la plus grande. L'observation des courbes nous permet d'affirmer néanmoins que la recherche de paires ne reproduit pas les conditions idéales des observations dédiées. La prise en considération des acceptances respectives associées à chacune des observations *On* et *Off* permettra de pallier aux différences observées. Notons que le nombre d'observations *On* appariées diminue avec l'augmentation du nombre de critères de sélection appliqués. Un compromis doit ainsi être trouvé afin de disposer d'une liste de paires conséquente.

(b) La région de la galaxie Carina a été analysée avec la méthode semi-analytique. La méthode de soustraction de fond classique *On-Off* a été utilisée, sur un lot de paires définies grâce à notre outil (avec le jeu de sélections par défaut). À fins de comparaison, la méthode de l'anneau complet a été appliquée sur le même lot de données. Étant donné qu'auncune source n'a été détectée, on s'attend ainsi à reconstruire un fond homogène et uniforme. La figure 5.16 montre les résultats obtenus : les cartes de significativité, et la distribution de cette significativité sont tracées. Si la méthode de l'anneau complet permet de reconstruire un fond uniforme sur la carte, ceci n'est pas le cas pour la méthode *On-Off*. Un gradient est observé, et mis en exergue sur la projection selon l'axe des abscisses (ascention droite, RA). Ce comportement n'est pas expliqué actuellement, il a été observé sur d'autres régions dépourvues de sources (comme la galaxie naine sphéroïde Sculptor, présentée sur la figure 5.17). Notons que, malgré la présence d'un gradient sur la carte de significativité, la distribution de cette dernière est bien reconstruite néanmoins par une gaussienne normalisée caractéristique d'un bruit de fond pur (voir la figure 5.16).

En résumé de ce paragraphe sur l'appariement des observations, soulignons que notre outil d'appariement peut être utilisé pour associer une observation *Off* à toute observation *On*, en choisissant différents critères de sélection. Les systématiques attachées aux critères de sélection

6. MySQL : http://www.mysql.fr/

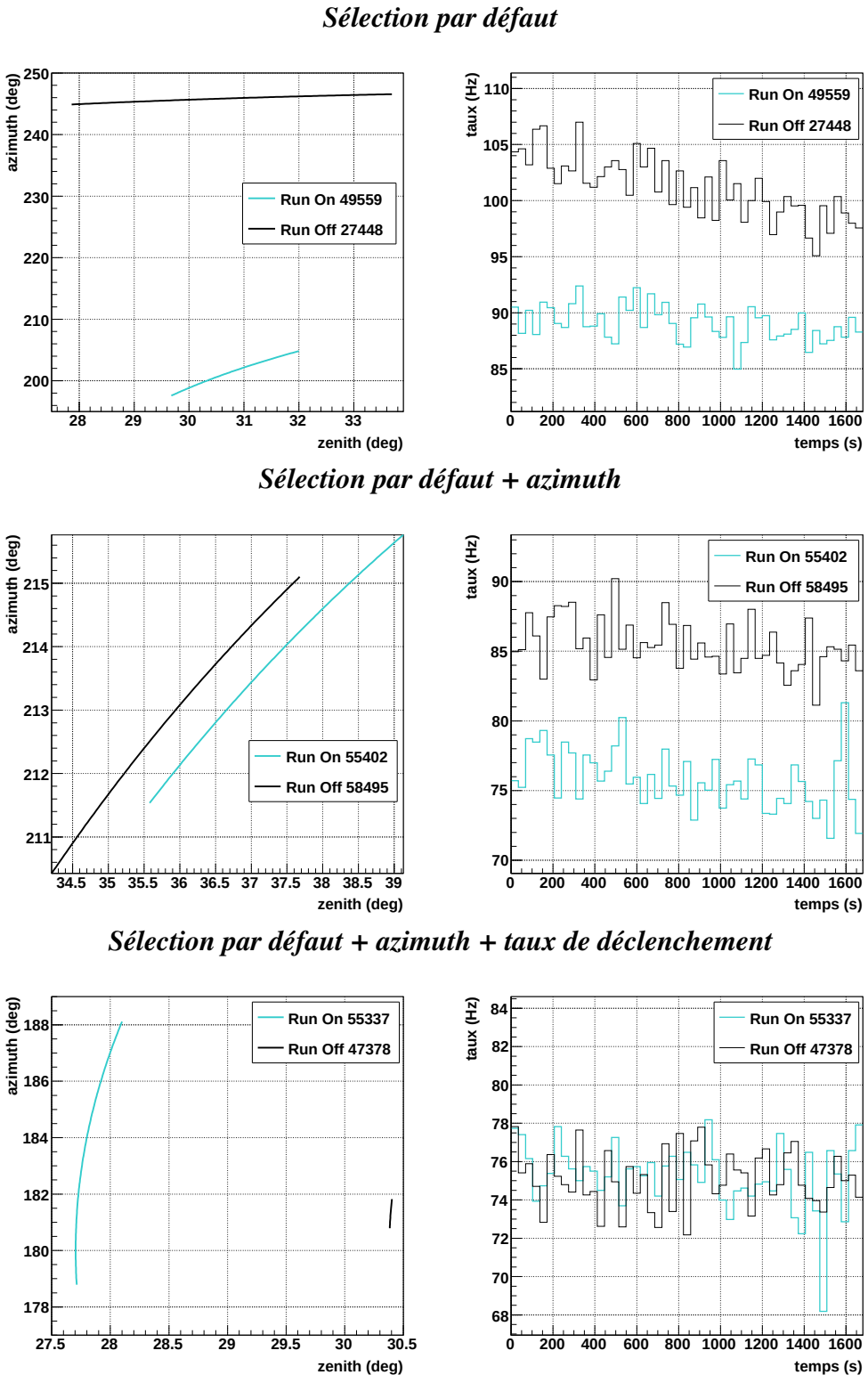


FIGURE 5.15 – *Figure illustrant la qualité des meilleures paires* On-Off *associées à trois jeux de critères de sélection :* (haut) *les sélections prises par défaut, auxquelles sont ajoutées* (milieu) *la contrainte sur l'angle azimuthal, et* (bas) *la contrainte sur le taux de déclenchement de l'instrument. À* gauche *est représentée l'évolution de la direction des télescopes en angles zénithaux et azimuthaux pour les deux observations de la paire, et à* droite *l'évolution du taux d'événements enregistrés en fonction du temps.*

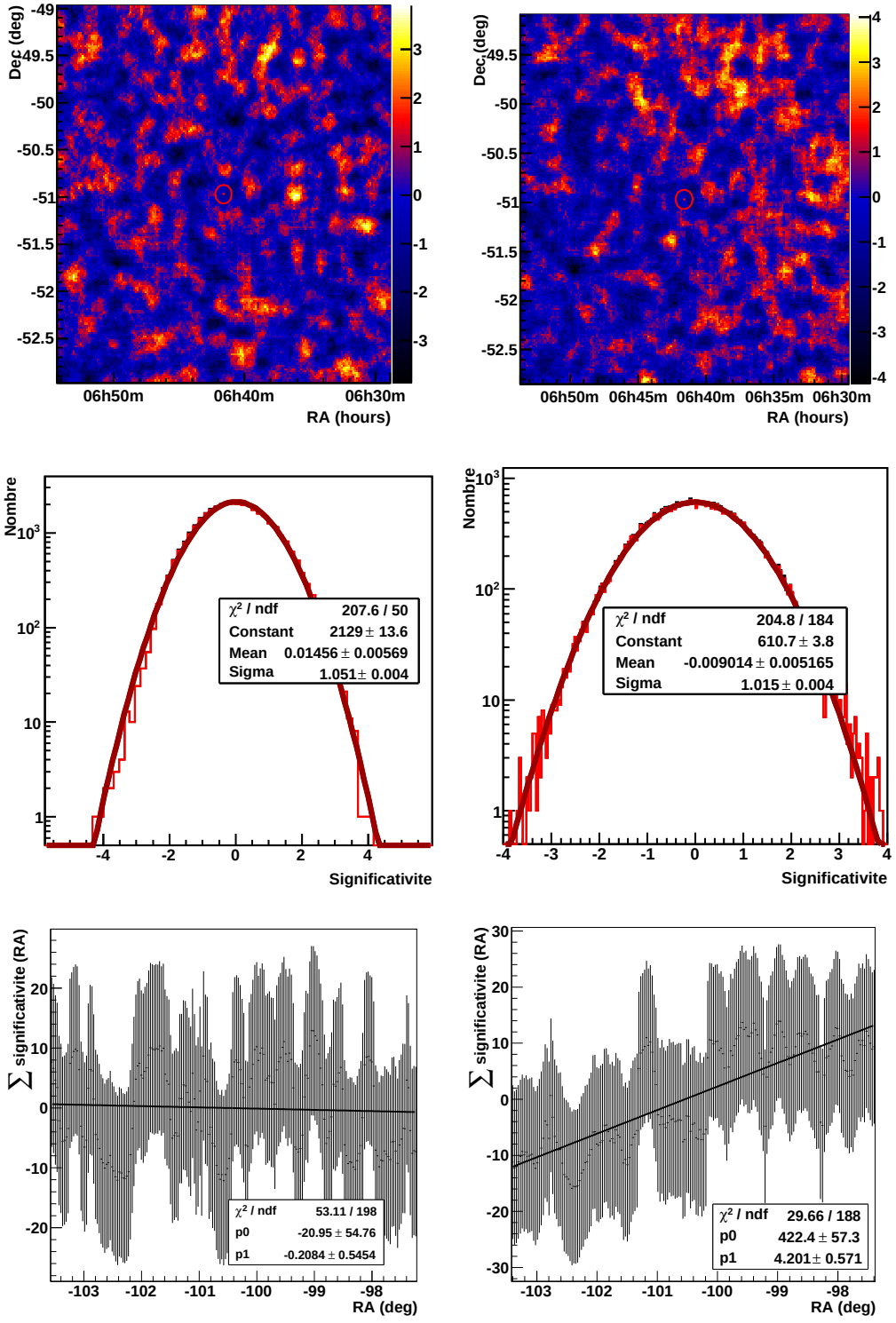


FIGURE 5.16 – *Analyse des données en direction de la galaxie naine sphéroïde Carina.* (Gauche) *: résultats relatifs à la méthode de soustraction de fond de l'anneau complet, et* (droite) *: à la méthode* On-Off. *Les figures du* haut *sont les cartes de significativité obtenues, au* milieu*, la distribution de la significativité est donnée, enfin en* bas *est représentée une projection de la carte du haut selon l'axe des abscisses (*RA*). Cette dernière distribution est ajustée par une fonction affine, dont les paramètres sont donnés en encart.*

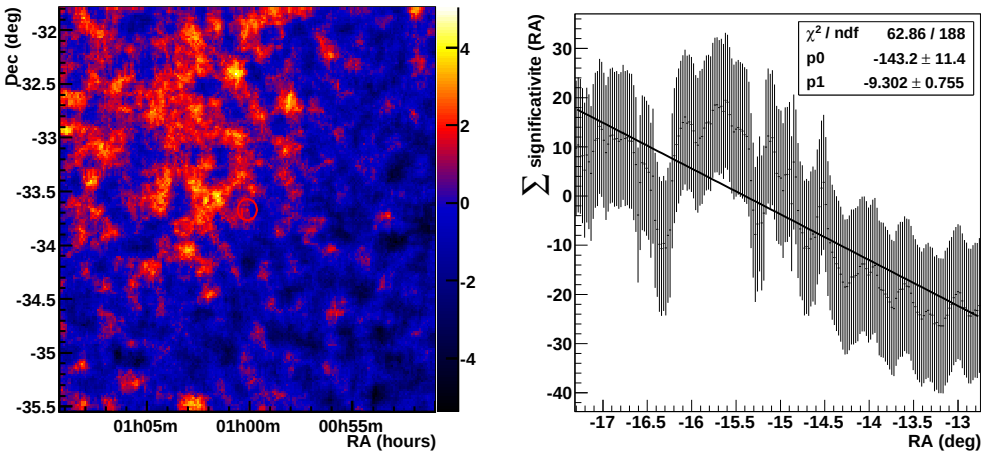


FIGURE 5.17 – *Carte de significativité* (gauche) *et projection de cette carte selon l'axe des abscisses* (droite)*, pour des données prises en direction de la galaxie naine sphéroïde Sculptor. La soustraction de fond est réalisée avec la méthode* On-Off.

devront être étudiées, afin d'établir le jeu minimal de sélections requises pour un appariement assurant une soustraction de fond raisonnable. D'autre part, il est apparu que la méthode de soustraction *On-Off*, telle qu'elle est implementée, fait apparaître des gradients qui nuisent à l'observation d'une émission diffuse ténue. Il semble nécessaire de comprendre quelle est leur origine avant de pouvoir poursuivre dans cette voie.

5.3.3 Perspectives

La méthode de soustraction de fond de type *On-Off* présente un intérêt pour la détection d'une émission diffuse dont la dimension caractéristique est de l'ordre de quelques degrés. Sont concernées par exemple l'émission de rayons γ émise lors de l'interaction de la mer de rayons comsiques avec la matière interstellaire (voir le chapitre 1) ou l'émission diffuse en provenance du halo de matière noire galactique (voir le chapitre 3). Deux aspects de la méthode *On-Off* ont été étudiés.

Dans un premier temps, nous avons résumé un travail dont le but est d'étudier la qualité des paires d'observations *On-Off* qui ont été prises dans des conditions optimales. Cette étude préliminaire a été effectuée en collaboration avec le groupe H.E.S.S. de Berlin. Afin de pouvoir étudier les systématiques de telles observations, il semblerait interessant de comparer des paires pointant toutes deux en dehors de régions contenant des sources. Actuellement ce type d'observations est à nouveau considéré par la collaboration : des propositions d'observations sont renouvelées depuis deux ans. Notre étude préliminaire a permis d'orienter le choix des conditions d'observation.

En second lieu, afin de bénéficier de l'ensemble des données prises par la collaboration H.E.S.S., nous avons travaillé sur un outil capable d'associer deux observations ayant des caractéristiques similaires. Pour la soustraction de type *On-Off*, il est nécessaire de disposer d'observations dans lesquelles aucune source n'a été identifiée, ceci représente environ 150 heures de

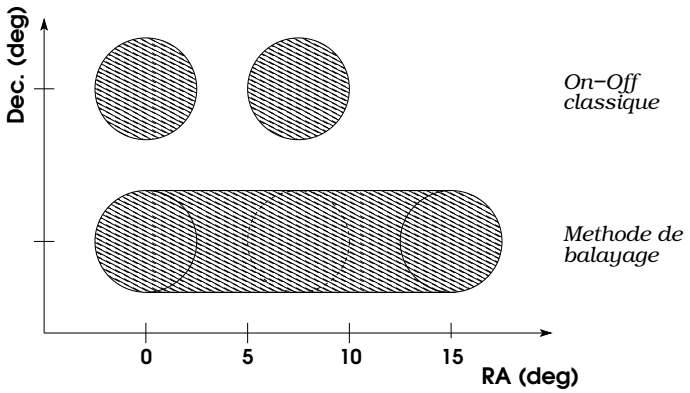


FIGURE 5.18 – *Schéma illustrant les régions du ciel couvertes lors des observations* On-Off *classiques, et adoptant la méthode de balayage.*

prises de données. Les paires associées avec cet outil ne sont pas idéales, cependant la prise en compte des acceptances différentes devrait pouvoir permettre d'estimer le fond. Actuellement des gradients apparaissent dans les cartes de significativité, dont l'origine n'est pas expliquée. Lorsque ce problème sera résolu, il sera possible d'étudier l'influence des différents critères d'appariement sur la soustraction de fond.

Parallèlement à ces études concernant la soustraction de fond avec la méthode *On-Off*, une nouvelle stratégie d'observation a été proposée, qui permettrait de s'affranchir des effets systématiques liés à l'appariement des observations. Elle consiste à laisser les télescopes fixes, le ciel défilant alors dans le champ de vue de l'instrument. Les avantages majeurs de cette manœuvre résident dans le fait que les angles azimuthaux et zénithaux sont constants au cours de l'observation (et ainsi l'acceptance de l'instrument), et que le champ de vue balayé est plus large qu'avec la méthode de suivi du ciel normalement adoptée. Le schéma présenté sur la figure 5.19 illustre le principe de cette nouvelle approche : le champ de vue de l'instrument est représenté par un cercle hachuré. Pour la technique d'observation *On-Off* le champ de vue de l'observation *Off* est décalé d'un angle de ∼7,5° en ascention droite (RA) par rapport au champ de vue de l'observation *On*, correspondant à ∼30 minutes de prise de données. Une observation dans le mode de balayage dure environ une heure, ce qui permet de couvrir environ ∼15° en ascension droite lors d'une même prise de données. La région source (typiquement le plan galactique si l'on souhaite étudier l'émission diffuse produite par le rayonnement cosmique) devra être ainsi balayée lors du défilement du champ de vue. La carte des événements passant les coupures de la séparation γ/hadrons étant très étendue, il sera alors possible de définir des régions *Off* au sein-même de la carte, même si la région source est étendue (de l'ordre de 2°). Les premières observations avec la méthode de balayage ont été menées par la collaboration H.E.S.S. dès 2009. Le potentiel pour l'extraction de l'émission diffuse est en cours d'extraction.

Enfin, une source potentielle supplémentaire d'effets systématiques sur la sensibilité du détecteur H.E.S.S. est présentée ci-dessous. Il s'agit du bruit de fond de ciel, qui vient illuminer aléatoirement les pixels du détecteur, avec un taux moyen de ∼100 MHz. Le bruit de fond de ciel n'étant pas uniforme sur le ciel, il pourrait entraîner une variation du taux d'événements détectés par H.E.S.S., et ainsi venir ajouter un effet systématique à prendre en considération pour la soustraction de fond de type *On-Off*.

5.3.4 L'influence du bruit de fond de ciel

Les instruments observant l'émission Cherenkov émises par les gerbes atmosphériques sont sensibles à la lumière du bruit de fond du ciel (*Night Sky Background*, ou NSB). L'influence du NSB sur la forme du piédestal a été présentée dans le chapitre 4 sur la figure 4.18. De plus, le NSB va provoquer des fluctuations dans les images enregistrées par les télescopes. La valeur moyenne du NSB sur le site H.E.S.S. est de l'ordre de 100 MHz, ce qui représente environ 1,6 photo-électrons dans une fenêtre de 16 ns (si le système reçoit l'ordre de déclenchement, le signal stocké dans les mémoires analogiques circulaires est intégré sur 16 ns, voir page 98). Une augmentation du NSB entraînera alors une augmentation du nombre de photo-électrons reconstruits dans un pixel, qui pourront interférer avec les photons Cherenkov. Il est possible cependant d'évaluer la valeur du NSB à partir de différents estimateurs, présentés dans Aharonian et al. (2004) et Rolland (2005) :

– en utilisant la largeur du piédestal, qui augmente avec le NSB. La largeur du piédestal (RMS_t) dépend de trois composantes : le bruit électronique de largeur RMS_0, la dispersion en charge d'un photo-électron unique σ_{γ_0}, et la dispersion due à la présence de NSB. Le taux de NSB (F_{NSB}) peut ainsi être estimé par la relation :

$$F_{\mathrm{NSB}} = \sqrt{\mathrm{RMS}_t^2 - \mathrm{RMS}_0^2 - \sigma_{\gamma_0}^2}/(N_{\mathrm{L}} \cdot \tau) \ , \tag{5.8}$$

avec $N_{\mathrm{L}} \cdot \tau = 16 \cdot 10^{-9}$ correspondant à la fenêtre de lecture (en secondes). La largeur du piédestal ne fournit pas une vraie mesure du NSB, mais en donne une estimation.

– en utilisant le courant débité par les photo-multiplicateurs, en particulier le courant mesuré dans le circuit d'alimentation en haute tension (HVI). En présence de NSB, la valeur du courant HVI est décalée par rapport à la valeur attendue dans le noir (HVI_0). Ceci a été étalonné sur banc-test, le taux de NSB (F_{NSB}) est alors mesuré :

$$F_{\mathrm{NSB}} = (3,235 \pm 0,006) \times 10^7 \times \Delta\mathrm{HVI}_{\mu\mathrm{A}} \ , \tag{5.9}$$

où $\Delta\mathrm{HVI}_{\mu\mathrm{A}}$ est le décalage du courant mesuré en μA par rapport au courant noir.

Ces deux estimateurs présentent un bon facteur de corrélation. Nous utiliserons par la suite la seconde mesure. Les erreurs systématiques sont estimées de l'ordre de 20%. L'analyse semi-analytique prend en compte cette estimation du NSB lors de l'estimation des paramètres discriminants, à la différence des analyses de Hillas et tri-dimensionnelle. L'efficacité de reconstruction des gerbes initiées par des rayons γ est par conséquent peu sensible au taux de NSB pour la méthode de reconstruction semi-analytique, mais diminuera lorsque le NSB augmente pour les autres méthodes. Ceci est illustré sur la figure 5.19. On peut ainsi s'attendre à ce que le taux d'événements passant les coupures présente (ou non, dans le cas du modèle semi-analytique) une corrélation avec le taux de NSB mesuré dans le champ de vue.

Nous sommes partis d'un constat simple : une corrélation est observée entre la carte du bruit de fond de ciel mesuré par H.E.S.S., et une carte du ciel aux longueurs d'ondes de l'optique. La figure 5.20 du haut montre le NSB mesuré à partir du courant HVI lors du sondage du plan galactique. Sur la carte du bas est représentée la même portion du ciel issue d'une photographie amateur [7], dont nous n'avons conservé que la composante bleue (la bande passante des photo-multiplicateurs est centrée sur le bleu, voir la figure 4.12(a)). Il existe une photographie optique

7. La carte du ciel est tirée du site http://mwmw.gsfc.nasa.gov/ .

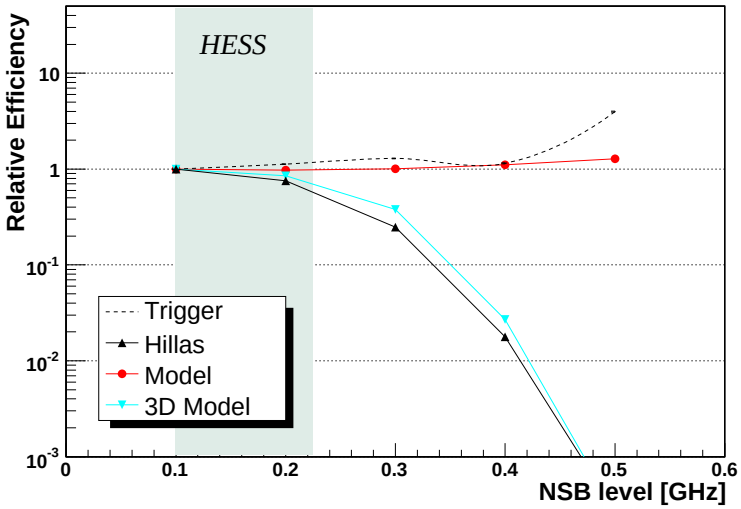


Figure 5.19 – *Efficacité relative de la reconstruction des rayons γ avec les analyses utilisant la méthode des moments réduits (*Hillas*), la méthode semi-analytique (*Model*) et la reconstruction tri-dimensionnelle (*3D Model*). Les courbes sont réalisées à partir d'un spectre de rayons γ simulé. La zone grisée correspond aux valeurs typiquement rencontrées par H.E.S.S. (figure tirée de de Naurois 2006)*

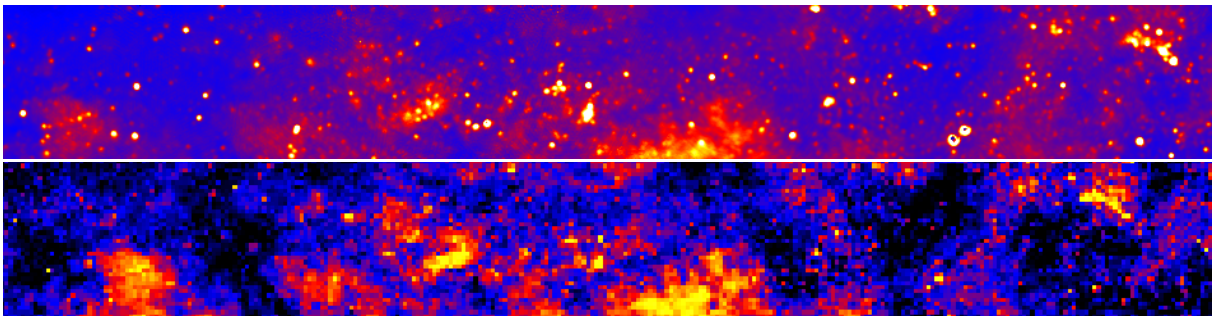


Figure 5.20 – *Cartes centrées sur le plan galactique dans la direction du centre galactique, en* haut *: carte du bruit de fond de ciel calculée par H.E.S.S., en* bas *: carte optique.*

du ciel plus récente et plus précise (Mellinger, 2009). Cependant, cette dernière étude fournit une image de la Voie Lacté telle qu'elle serait vue depuis l'espace, où les contributions de la luminosité du fond de ciel en provenance de l'atmosphère ont été soustraites, à savoir (voir la figure page 92, issue de Leinert et al. 1998) :

- la lumière du ciel nocturne (*airglow*), émise par les particules de l'atmosphère lorsqu'elles se désexcitent, ou par des processus de chimiluminescence,
- la diffusion de la lumière parvenant sur Terre par les particules de la troposphère,
- à cela s'ajoute la lumière zodiacale, correspondant à la lumière du soleil diffusée par les poussières interplanétaires.

L'objectif étant la prédiction du NSB moyen dans le champ de vue de H.E.S.S. sur l'ensemble du ciel, la carte de Mellinger (2009) ne sera donc pas utilisée, car dominée par les émissions diffuses atmosphériques en direction des régions situées en dehors de la Voie Lactée.

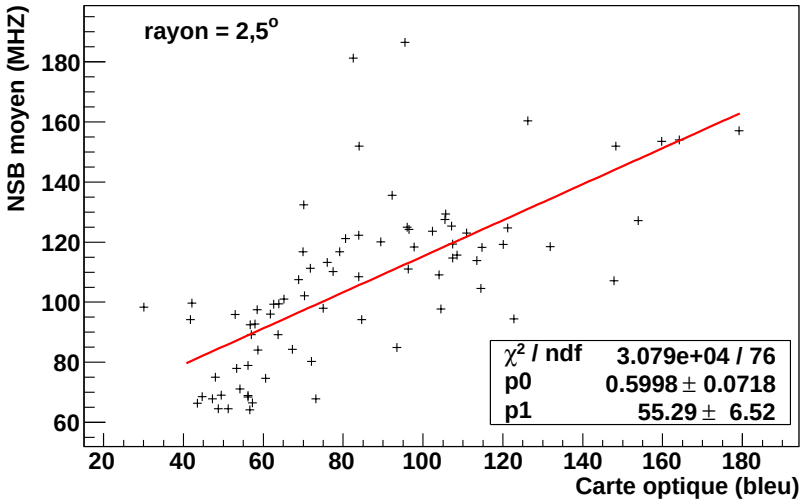


FIGURE 5.21 – *NSB moyen calculé sur une région de* 2,5° *de diamètre en fonction de la valeur moyenne de l'intensité de la photographie optique (en unité arbitraire). Le nuage de points est ajusté par une fonction affine* $f(x) = p_0 \times x + p_1$.

La corrélation entre les deux cartes présentées sur la figure 5.20 a été quantifiée. La figure 5.21 illustre la procédure adoptée : le NSB moyen est évalué sur différentes régions de 2,5° de rayon (correspondant au champ de vue de H.E.S.S.), et comparé à la valeur moyennée sur la carte optique (en unité arbitraire). Le nuage de points obtenus est ajusté par une fonction affine dont les coefficients sont indiqués en encart sur la figure. Le coefficient de corrélation entre les valeurs du NSB et de l'image optique [8] vaut $\rho = 0{,}68$. Partant de la photographie optique, il a ainsi été possible d'estimer le bruit de fond de ciel moyenné sur une région de 2,5° de rayon sur l'ensemble du ciel, en utilisant les paramètres p_0 et p_1 indiqués sur la figure 5.21. Le résultat est présenté sur la figure 5.22 : le NSB moyenné sur le champ de vue de l'instrument varie entre ~80 MHz et ~180 MHz. Il est plus élevé en direction du plan galactique qu'en dehors du plan.

L'influence du NSB sur le taux d'événements enregistrés par l'instrument passant les coupures de la séparation γ/hadrons a été étudiée dans le cadre de l'analyse semi-analytique. Nous nous sommes basés sur les paires d'observations *On-Off* présentées page 120. La variation relative du taux d'événements entre les deux observations *On* (R_{On}) et *Off* (R_{Off}) est exprimée par :

$$\delta_R = \frac{R_{\mathrm{On}} - R_{\mathrm{Off}}}{1/2 \times (R_{\mathrm{On}} + R_{\mathrm{Off}})} \,. \tag{5.10}$$

De même, la variation relative du taux de NSB moyenné sur le champ de vue de l'instrument entre les observations *On* ($\mathrm{NSB}_{\mathrm{On}}$) et *Off* ($\mathrm{NSB}_{\mathrm{Off}}$) est :

$$\delta_{\mathrm{NSB}} = \frac{\mathrm{NSB}_{\mathrm{On}} - \mathrm{NSB}_{\mathrm{Off}}}{1/2 \times (\mathrm{NSB}_{\mathrm{On}} + \mathrm{NSB}_{\mathrm{Off}})} \,. \tag{5.11}$$

8. Dans la direction du plan de la Voie Lactée, où les émissions diffuses atmosphériques ne sont pas dominantes, il est possible d'effectuer la même étude avec la photographie optique de bonne qualité. Cela amène à un coefficient de corrélation égal à $\rho = 0{,}92$.

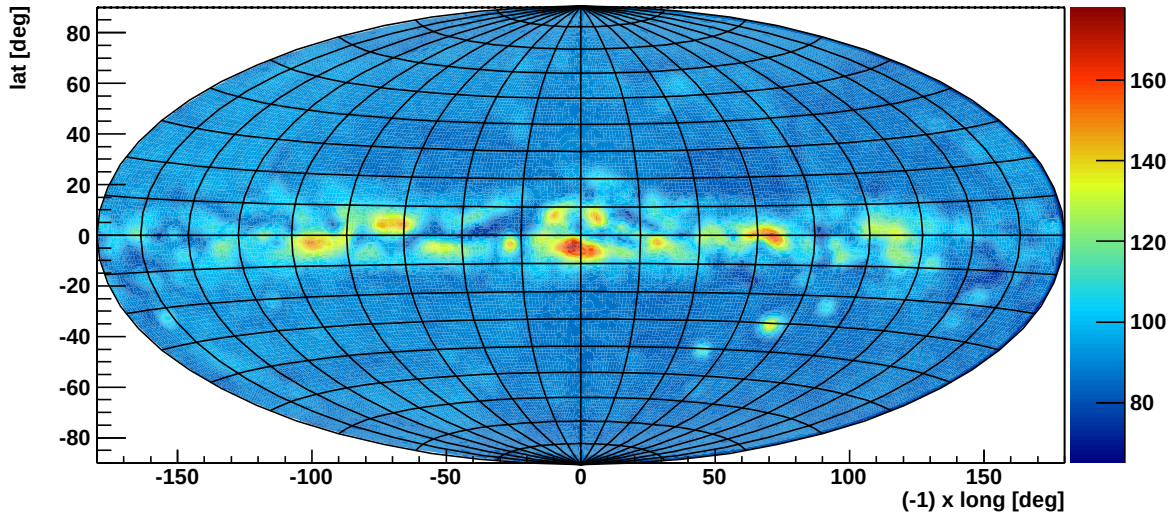


Figure 5.22 – *Carte du ciel en coordonnées galactiques et en projection Hammer-Aitoff représentant le bruit de fond de ciel moyenné sur une région de* 2,5° *de rayon. L'échelle de couleur s'exprime en MHz. L'axe de la longitude a été inversé.*

L'erreur sur la mesure de δ pour la quantité x est égale à :

$$\Delta\delta(x_{\mathrm{On}}, x_{\mathrm{Off}}) = \left|\frac{\partial\delta}{\partial x_{\mathrm{On}}}\,\Delta x_{\mathrm{On}}\right| + \left|\frac{\partial\delta}{\partial x_{\mathrm{Off}}}\,\Delta x_{\mathrm{Off}}\right| \tag{5.12}$$

$$= 4\times\frac{x_{\mathrm{Off}}}{(x_{\mathrm{On}}+x_{\mathrm{Off}})^2}\,\Delta x_{\mathrm{On}} + 4\times\frac{x_{\mathrm{On}}}{(x_{\mathrm{On}}+x_{\mathrm{Off}})^2}\,\Delta x_{\mathrm{Off}}\ , \tag{5.13}$$

avec Δx l'erreur sur la mesure de x. Pour le calcul du taux d'événements, l'erreur s'écrit comme : $\Delta R = \sqrt{N}/T_{\mathrm{obs}}$, avec N le nombre d'événements passant les coupures et T_{obs} la durée de l'observation. Pour le NSB, nous avons estimé l'erreur à $\sim$10% $\times$ NSB. Le résultat est montré sur la figure 5.23 : la variation relative du taux d'événements est tracée en fonction de la variation relative du NSB entre les deux observations. Le coefficient de corrélation correspondant est égal à $\rho = -0{,}72 \pm 0{,}15$. Deux remarques doivent être faites.

- L'anticorrélation observée pourrait être interprétée comme une augmentation du taux d'événements enregistrés lorsque le taux de NSB diminue. Ceci est biaisé non seulement par le fait que la plupart des observations *On* pointent en direction du plan galactique, où le taux de NSB est plus faible que quelques degrés au-dessus (à cause de la présence de poussières dans le plan de la Galaxie qui absorbent la lumière des étoiles), mais aussi à cause de la présence de sources de rayons γ dans le plan galactique (voir page 124).
- Le lot de données *On-Off* dans la direction du centre galactique est représenté en rouge sur la figure 5.23. Les directions d'observation ont été choisies spécialement pour la similitude de leur taux de NSB. Pour ce jeu d'observations, une grande dispersion apparaît ($> \Delta R$) en δ_{R} pour une même variation relative de NSB δ_{NSB}.

Ainsi, étant donné le biais de la distribution des observations *On* et *Off* relativement à la valeur du NSB et à la distribution des sources γ dans le plan galactique, il n'est pas possible d'avancer une conclusion quant à l'influence du NSB sur le taux d'événements enregistrés.

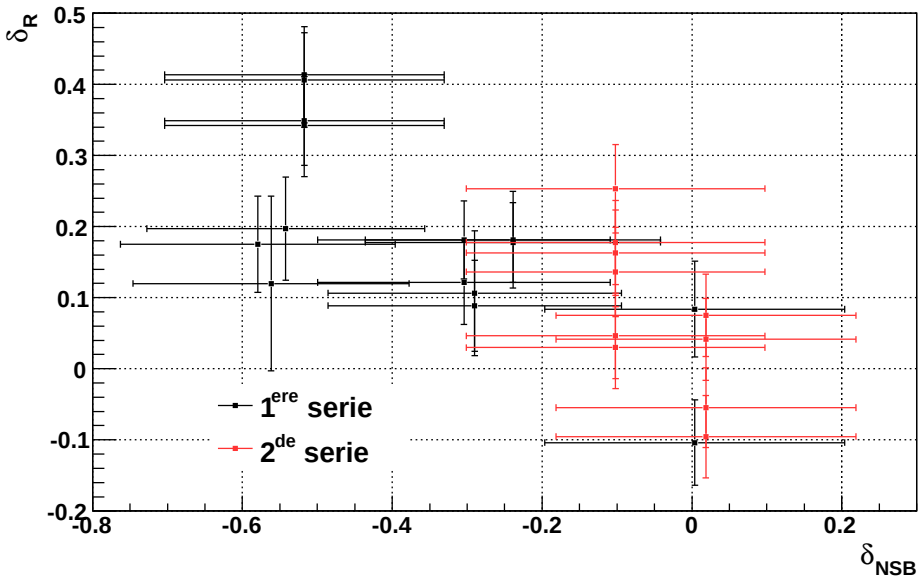


FIGURE 5.23 – *Variation relative du taux d'événements enregistrés passant les coupures en fonction de la variation relative du taux moyen de NSB sur le champ de vue, pour les observations* On-Off *récapitulées dans l'annexe A. Les points noirs représentent les paires des tableaux A.1 et A.2, les points rouges illustrent les observations réalisées en direction du centre galactique (tableau A.3).*

5.4 Conclusion

Les méthodes d'analyse des images de gerbes enregistrées par les caméras permettent d'une part d'identifier la nature de la particule incidente (γ ou hadron) et d'autre part de reconstruire son énergie et sa direction. Les deux approches utilisées communément dans la collaboration H.E.S.S. ont été présentées : la méthode basée sur les moments réduits des images, et une approche semi-analytique. La seconde permet d'obtenir le meilleur pouvoir de résolution, tant vis-à-vis de la résolution angulaire que de la résolution en énergie. Il a ensuite été fait état des méthodes de soustraction de fond résiduel utilisant le grand champ de vue de l'instrument (~5°), qui peuvent être applicables pour des sources dont la dimension spatiale ne dépasse pas la dimension caractéristique du champ de vue. Ces méthodes sont bien contrôlées, et ont permis la mise en évidence de nombreuses sources (voir le chapitre 1). L'étude d'une émission étendue requiert en revanche des méthodes alternatives pour la soustraction de fond. Une étude préliminaire des systématiques de l'approche de type *On-Off* a ainsi été menée. Elle souligne la difficulté d'une telle entreprise, étant donnée la présence de nombreuses systématiques (comme les conditions d'observations, la présence de bruit de fond de ciel ou la sélection des paires pour des observations non dédiées).

Enfin, rappelons que différents types d'émissions diffuses sont attendus dans la Galaxie. Dans le chapitre 1, la production d'un rayonnement γ issu de l'interaction des rayons cosmiques se propageant dans la Galaxie avec le milieu interstellaire (matière, champs de rayonnement et champs magnétiques) a été présentée. Ces processus seraient à l'origine d'une émission concentrée dans la région du plan galactique. Ils s'exprimeraient d'une part sous la forme de nuages

moléculaires illuminés par des sources de rayons cosmiques proches, en second lieu par une émission diffuse due à l'interaction de la « mer » de rayons cosmiques avec la matière interstellaire. Les observations visant à rechercher cette dernière émission pourront tirer avantage du fait que le flux attendu présente un gradient perpendiculairement au plan de la Galaxie.

Un deuxième type d'émission diffuse pourrait provenir de la présence du halo de matière noire dans lequel baigne la Voie Lactée. La distribution de la matière noire dans la Galaxie a été discutée dans le chapitre 3, et la production d'un rayonnement γ suite à l'annihilation de particules de matière noire dans le chapitre 2. Le profil de densité de la composante *lisse* croît vers le centre de la Galaxie : le flux de rayons γ attendu présenterait ainsi un gradient relativement au centre galactique. Des analyses sont actuellement menées en ce sens-là dans la collaboration H.E.S.S.

Troisième partie

Recherche de matière noire

Chapitre 6

Les sous-structures de matière noire

La matière noire est distribuée dans l'Univers de manière hiérarchique : les halos hébergent des sous-halos, qui eux-mêmes abritent des sous-structures... Cette distribution en poupée gigogne a été confirmée par les simulations N-corps étudiant l'évolution des structures dans le contexte d'une cosmologie Λ-CDM. Ceci a été présenté dans les chapitres 2 et 3. Les sous-structures de la Galaxie offrent des sources potentielles pour la détection indirecte de la matière noire, par l'observation des rayons γ issus de l'annihilation des particules de matière noire. En effet, contrairement aux rayons cosmiques chargés, les rayons γ se propagent en ligne droite. L'enjeu est donc de déterminer quelles sont les régions du ciel les plus propices pour observer cette annihilation : vers le centre galactique, les galaxies naines sphéroïdes, ou encore l'émission diffuse ? Une méthode semi-analytique a été développée dans ce but, calculant le flux de rayons γ produits par l'annihilation de WIMPs dans un halo dont les caractéristiques sont similaires à celles de la Voie Lactée. Le travail a été réalisé en collaboration avec Céline Combet [1] et David Maurin [2]. L'organisation de ce chapitre est la suivante : après avoir présenté l'objectif de la simulation et ses motivations, la procédure adoptée pour le calcul du flux de rayons γ sera abordée, suivront des exemples d'application. Pour conclure, le potentiel de détection de la matière noire avec H.E.S.S. sera analysé.

6.1 Présentation

Les simulations N-corps sont aujourd'hui les outils les plus performants pour la description et l'étude de la distribution de la matière noire dans la Galaxie. Des cartes de flux de rayons γ, issus de l'annihilation des WIMPs, sont calculables à partir des résultats des simulations. Néanmoins, plusieurs inconvénients sont à considérer en procédant de cette manière. D'une part, les simulations N-corps n'analysent en général qu'un seul halo de la taille de la Galaxie. D'autre part, les baryons ne sont pas inclus dans la plupart des simulations, et est soumis à de nombreuses discussions. Enfin, la résolution actuelle des simulations N-corps est encore loin de la masse minimale des sous-structures attendues dans la Galaxie, une dizaine d'ordres de grandeur

1. celine.combet@astro.le.ac.uk, Dept. of Physics and Astronomy, University of Leicester, Leicester, LE17RH, UK
2. dmaurin@lpnhe.in2p3.fr, LPNHE, CNRS-IN2P3, Universités Paris VI et Paris VII

les séparent (voir le chapitre 3). Les motivations pour le développement d'une simulation semi-analytique – dont le code a vertu à devenir public – sont les suivantes :

- L'obtention d'une carte de rayons γ est beaucoup plus rapide qu'avec les simulations N-corps. Les sous-halos sont tirés de manière aléatoire, selon certaines lois qui seront rappelées page 150, sans qu'il ne soit nécessaire de procéder à une évolution des structures.
- Une simulation semi-analytique permet de sonder la dispersion du flux obtenu, en faisant varier les paramètres qui restent en accord avec les différentes simulations N-corps. De plus, il est facile d'obtenir plusieurs réalisations pour un même jeu de paramètres, ce qui donne une idée de la variance du résultat.
- La barrière imposée par la résolution numérique des simulations N-corps peut être franchie. Ainsi, la contribution des sous-structures dont la masse descend jusqu'à $\sim 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$ est intégrée.
- Certes, des codes semi-analytiques existent déjà, qui évaluent le flux de rayons γ en provenance de la matière noire dans la Galaxie (par exemple Pieri et al. 2008; Giocoli et al. 2008; Siegal-Gaskins 2008; Lee et al. 2009; Pieri et al. 2009b; Kuhlen 2010). Cependant aucun d'entre eux n'est public à ce jour. D'autre part, un effort a été fait dans notre simulation semi-analytique afin de la rendre modulable : l'utilisateur peut l'adapter à ses besoins sans en modifier le corps.

6.1.1 Calcul du flux de rayons γ

La matière noire est répartie dans la Galaxie entre deux composantes. D'une part la Voie Lactée baigne dans un halo de matière noire dont le rayon est de l'ordre de ∼280 kpc (Xue et al., 2008), valeur à comparer au rayon mesuré du disque galactique, de l'ordre de ∼15 kpc. D'autre part, ce halo contient de nombreux sous-halos, dont la masse varie entre $\sim 10^{-6}$ et $\sim 10^{10}\,\mathrm{M}_\odot$. Le halo principal sera appelé la composante *lisse*, les sous-halos seront indifféremment désignés par sous-structures, sous-halos, ou grumeaux (traduction de *clumps*). L'expression du flux de rayons γ en provenance d'un halo de matière noire a été introduite dans le chapitre 3. Il est le produit d'un facteur prenant en compte la distribution spatiale de la matière noire dans le halo et d'un terme lié aux modèles de physique des particules (voir l'équation 3.14) :

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma, \Delta\Omega) = \Phi^{\mathrm{ASTRO}}(\Delta\Omega) \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi^{\mathrm{PP}}}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)\,. \tag{6.1}$$

Le long d'une ligne de visée, le signal devra être intégré sur toutes les sous-structures présentes dans l'angle solide, ainsi que sur la composante *lisse*. Le code calcule dans toutes les directions du ciel le facteur $\Phi^{\mathrm{ASTRO}}(\Delta\Omega)$ par une approche Monte-Carlo, autrement dit en considérant les sous-structures de manière statistique.

L'angle solide $\Delta\Omega$ dépend de la résolution angulaire α_{exp} de l'instrument : $\Delta\Omega = 2\pi[1 - \cos(\alpha_{exp})]$. La résolution angulaire des expériences au sol est de l'ordre de (ou meilleure que) ∼0,1° (pour H.E.S.S. voir de Naurois et Rolland 2009, pour VERITAS Holder et al. 2008, et pour MAGIC Albert et al. 2008c). La résolution angulaire du détecteur Fermi-LAT embarqué sur satellite dépend de l'énergie du rayon γ observé. Elle varie entre ∼0,15° et $3,5°$ pour des

α_{exp}	$\Delta\Omega$ (sr)	Expérience	Référence
$1,0°$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	Fermi-LAT	Atwood et al. (2009)
$0,1°$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	H.E.S.S. VERITAS MAGIC	de Naurois et Rolland (2009) Holder et al. (2008) Albert et al. (2008c)
$0,02°$	$3,8 \cdot 10^{-7}$	CTA	Wagner et al. (2009b)

TABLE 6.1 – *Résolution angulaire et angle solide correspondant pour diffrentes expériences observant des rayons γ : H.E.S.S., VERITAS, MAGIC, Fermi et le projet CTA.*

photons d'énergies respectives ~10 GeV et 100 MeV (Atwood et al., 2009). Les expériences au sol de prochaine génération (comme le projet CTA, Wagner et al. 2009b) pourront prétendre à une résolution angulaire meilleure, de l'ordre de $\sim 0,02°$. Le tableau 6.1 résume les valeurs de $\Delta\Omega$ correspondantes.

Il a été vu que la distribution des sous-structures dans la Galaxie peut se factoriser en deux termes, l'un tenant compte de la distribution spatiale, et l'autre de la distribution en masse (voir le paragraphe 3.1.3) :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}^3\vec{r}\,\mathrm{d}M} = N_{tot}\,\frac{\mathrm{d}\mathcal{P}_V(r)}{\mathrm{d}V} \times \frac{\mathrm{d}\mathcal{P}_M(M)}{\mathrm{d}M}\,. \tag{6.2}$$

N_{tot}, le nombre total de sous-structures dans la Galaxie, est de l'ordre de $\sim 10^{14}$ (la normalisation de la fonction 6.2 sera discutée dans le paragraphe 6.3). Afin d'optimiser le temps de calcul, tous les halos ne seront pas tirés, leur contribution à la luminosité totale dans l'angle solide considéré sera alors évaluée en moyenne de manière semi-analytique (voir le paragraphe 6.3.4).

Dans un premier temps, la géométrie du problème sera présentée (paragraphe 6.1.2). Ensuite suivra le calcul du flux de rayons γ en provenance de la composante *lisse*, dont nous donnerons deux exemples d'application (paragraphe 6.2.2). Puis sera traitée l'évaluation du flux en provenance des sous-structures galactiques (paragraphe 6.3), pour lequel trois exemples d'application seront présentés (paragraphe 6.4).

6.1.2 Géométrie du problème

Le calcul du flux de manière numérique demande une définition précautionneuse des systèmes de coordonnées. En effet, la discrétisation de l'espace dans l'angle solide d'une ligne de visée fait intervenir des petits éléments de volume sphériques, dans lesquels sont distribués aléatoirement les sous-halos galactiques (voir par exemple Springel et al. 2008). D'autre part, la distance de la Terre au Centre Galactique, notée $R_\odot$, sera discutée, car les mesures actuelles sont soumises à des incertitudes notables. Enfin, la problématique de la projection des systèmes de coordonnées sphériques sera abordée, car les projections cartésiennes classiques ne s'appliquent pas nécessairement, en particulier en direction des pôles (Galactiques).

Systèmes de coordonnées. Les différents systèmes de coordonnées utilisés sont présentés en détail dans l'annexe B. La figure 6.1 illustre les angles et les points de référence principaux. La Terre est représentée en O, à une distance $R_\odot$ du centre Galactique (CG). Les axes noirs

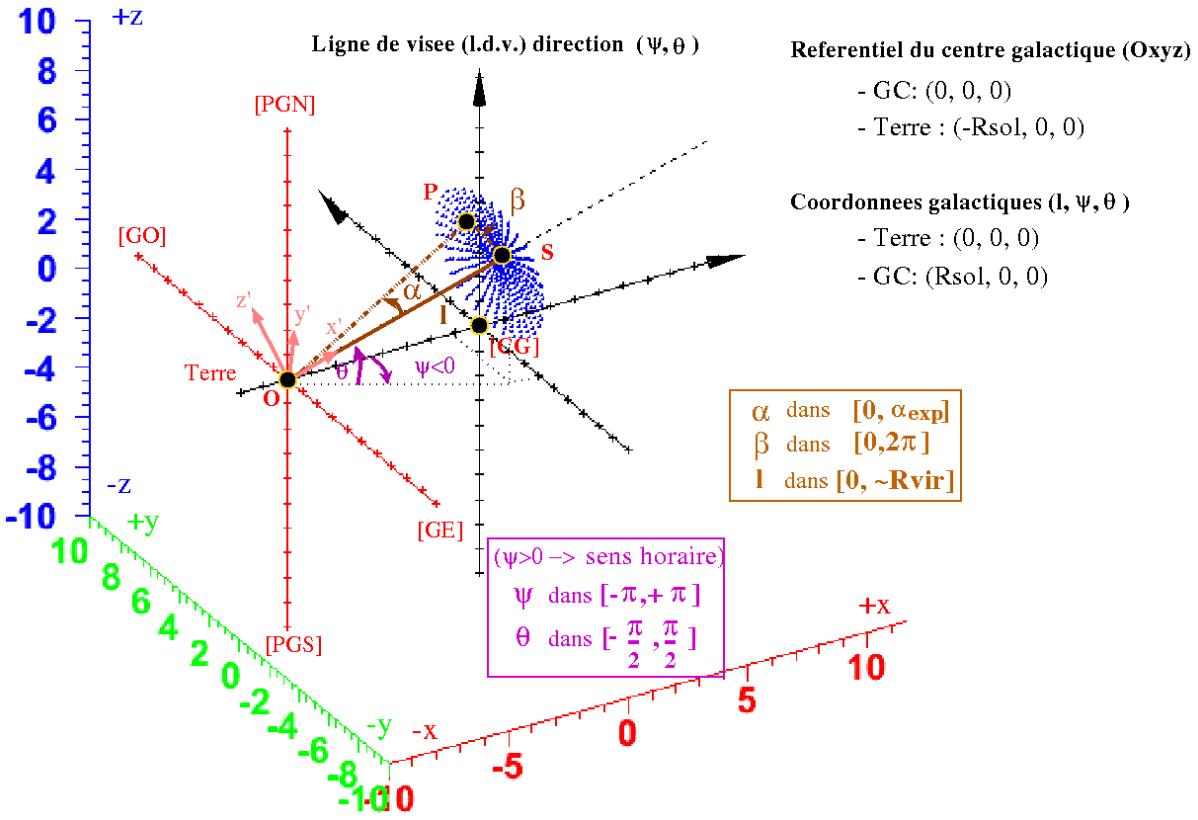


FIGURE 6.1 – *Schéma illustrant le choix des systèmes de coordonnées retenus pour la simulation. La Terre (située en O) est située à une distance* $R_\odot$ *du Centre Galactique (CG). Les pôles galactiques sont indiqués par les acronymes PGN (Pôle Galactique Nord) et PGS (Pôle Galactique Sud), les directions galactiques par GO (Galactique Ouest) et GE (Galactique Est). Le système de coordonnées galactiques* (ψ, θ) *est indiqué. Le point S est sur la ligne de visée pointant dans la direction* (ψ, θ)*, le point P est contenu dans l'angle solide de l'expérience. Enfin, les angles* α *et* β *qui apparaissent sont relatifs à la ligne de visée, afin de parcourir l'angle solide.*

correspondent à la base $\left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right)$ attachée au CG. Les axes rouges sont relatifs à la même base mais attachés à la Terre. Les pôles galactiques sont indiqués par les acronymes PGN (Pôle Galactique Nord) et PGS (Pôle Galactique Sud). Les autres orientations sont désignées par GO (Galactique Ouest) et GE (Galactique Est). Les angles θ et ψ font référence au système de coordonnées galactiques (direction de la ligne de visée), tandis que les angles α et β sont associés à la direction d'une ligne d'intégration.

Lors du calcul du facteur astrophysique, on cherche à intégrer la densité de matière noire le long d'une ligne de visée. Soit un point S situé à une distance l dans la direction (ψ, θ). Parcourir toutes les directions incluses dans l'angle solide à une distance l revient à faire parcourir au point P toutes les positions symbolisées par des points bleus. Dans le sytème de coordonnées $(l, \alpha, \beta)_\oplus$, α varie entre 0 et α_{exp} (l'angle d'ouverture de l'angle solide, identifé à la résolution de l'instrument), et β varie entre 0 et 2π.

Distance Terre-CG. La distance de la Terre au Centre Galactique (CG) est déterminée grâce à l'observation de la dynamique d'objets galactiques. Les mesures de précision ne font pas re-

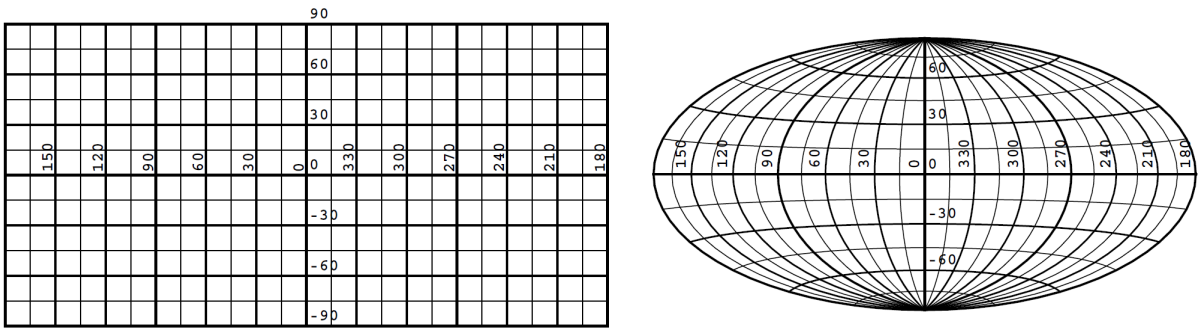


FIGURE 6.2 – *Schéma représentant les deux projections les plus utilisées pour la cartographie du ciel : à gauche la projection* cylindrique équidistante*, et à droite la projection* Hammer-Aitoff *qui conserve les aires (images tirées de Calabretta et Greisen 2002).*

cours aux mesures photométriques, qui sont sujettes à des problèmes de calibration dus à la présence de poussières dans le plan Galactique. La plupart des tentatives de cartographie de la Galaxie sont ainsi réalisées à l'aide des observations radio. Il s'agit de faire correspondre le décalage Doppler observé à celui prédit par la rotation galactique. Le choix du modèle pour la courbe de rotation de la Galaxie a un impact significatif sur l'évaluation de la distance des objets, et en particulier sur la distance Terre-CG. Reid et al. (2009) ont effectué une mesure de la distance Terre-CG $R_\odot$ avec un jeu de données sur des MASERs (*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, ou en français : amplification de micro-ondes par émission stimulée de rayonnement). Ils obtiennent $R_\odot = 8{,}4 \pm 0{,}9$ kpc. Avec les mêmes données, mais des méthodes d'analyse différentes, McMillan et Binney (2010) concluent que la distance $R_\odot$ est relativement peu contrainte, variant entre $R_\odot = 6{,}7$ et 8,9 kpc. Cependant, en introduisant un maximum de vraisemblance, les deux modèles qui retiennent leur faveur donnent respectivement $R_\odot = 7{,}6 \pm 0{,}5$ kpc et $R_\odot = 8{,}6 \pm 0{,}9$ kpc. Face à ces incertitudes, le choix sera fait de considérer la distance Terre-CG égale à $R_\odot = 8{,}0$ kpc (Yao et al., 2006).

Projections. De très nombreux types de projection d'une sphère sur un plan ont été proposés, tant par la communauté des astronomes (Calabretta et Greisen, 2002) que par les géographes. Remarquons qu'à la différence des projections de la Terre, les projections du ciel se font souvent dans des repères indirects. Le choix d'une projection dépend des propriétés qu'elle doit comporter. Par exemple, les projections zénithales sont appropriées pour la cartographie autour d'un point, en particulier autour d'un pôle. Les projections cylindriques conviennent pour l'étude d'un grand cercle comme l'équateur, tandis que les projections coniques le sont pour des petits cercles, comme la parallèle d'une latitude [3]. Les projections conservant les aires (aussi appelée authaliques, équivalente, homalographique, homolographique…) présentent la propriété suivante : les aires égales sur une sphère sont projetées à aires égales dans le plan de la projection. Elles sont fréquemment utilisées, car elles préservent la densité de surface et permettent ainsi une intégration numérique ou visuelle en sommant simplement les pixels. La projection *Hammer-Aitoff* en est un exemple.

3. Un grand cercle est le cercle résultant de l'intersection d'une sphère avec un plan passant par le centre de la sphère. Un petit cercle est le cercle résultant de l'intersection d'une sphère avec un plan ne passant pas par le centre de la sphère.

L'objectif de la simulation consiste à calculer le facteur $\Phi^{\mathrm{ASTRO}}(\Delta\Omega)$ dans toutes les directions (ψ, θ) du système de coordonnées galactiques. Dans ce système, la direction du CG est $(0, 0)$, celle du pôle nord galactique est $(0, +90°)$ et le pôle sud galactique est en $(0, -90°)$. Les deux projections qui seront employées pour la représentation du système de coordonnées galactiques sont la projection *cylindrique équidistante* et la projection *Hammer-Aitoff*. Dans la première, les méridiens et les parallèles sont rectilignes et équidistants entre eux. Cette projection est très populaire, car elle ne nécessite aucune transformation géométrique lors du tracé. Elle sera utilisée pour tracer des cartes de taille modeste (typiquement $5° \times 5°$) de régions proches du plan galactique. La projection *Hammer-Aitoff* sera préférée pour toute autre région et pour les cartes du ciel dans son entier, en raison de sa propriété de conservation des aires. Notons que ses méridiens et parallèles sont pratiquement orthogonaux. Ces deux projections sont illustrées sur la figure 6.2.

6.2 La composante lisse

Dans l'angle solide d'une ligne de visée, seule une petite fraction du halo de matière noire englobant la Galaxie est vue. Les profils de densité de matière noire possibles pour la composante *lisse* du halo Galactique ($\rho_{lisse}(r)$) ont été donnés dans le chapitre 3, page 53. Les paramètres caractéristiques r_s et ρ_s des profils ont été calculés selon l'hypothèse où toute la matière noire entourant la Galaxie intégrait la composante *lisse*. Autrement dit, cela suppose qu'il n'y ait pas de sous-halos de matière noire. Afin de tenir compte du fait qu'une partie du montant total de matière noire est sous forme de sous-structures, le profil de densité de la composante *lisse* sera renormalisé par un facteur $(1 - f)$, où f est la fraction en masse des sous-structures. Ce facteur dépend du choix des paramètres utilisés pour la description de la distribution des sous-structures. La procédure sera abordée dans le paragraphe 6.3.5.

6.2.1 Calcul du facteur astrophysique

En coordonnées galactiques (voir la figure 6.1), la direction d'une ligne de visée est définie par les deux angles ψ et θ. Le facteur astrophysique $\Phi^{\mathrm{ASTRO}}_{lisse}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$ dans la direction de la ligne de visée ($l.d.v.$) pour un angle solide $\Delta\Omega$ s'exprime ainsi :

$$\Phi^{\mathrm{ASTRO}}_{lisse}(\psi, \theta, \Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \int_{l.d.v.} \rho^2_{lisse}\Big(r\,(l, \psi, \theta)\Big)\,\mathrm{d}l\,, \tag{6.3}$$

$$\text{avec} \quad \int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega = \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\beta \int_0^{\alpha_{exp}} \sin(\alpha)\,\mathrm{d}\alpha\,, \tag{6.4}$$

où α_{exp} est la résolution angulaire de l'intrument, α et β les angles d'intégration. La procédure d'intégration est expliquée dans un article à paraître (Charbonnier et al., 2010a). Il est apparu nécessaire de découper l'intervalle d'intégration sur la ligne de visée, étant donné que la plupart des profils sont très piqués en direction du centre galactique (ceci permet d'effectuer une intégration avec un pas logarithmique sur différents intervalles appropriés). Cependant, ils ne croissent pas à l'infini : une limite peut être imposée à partir d'arguments physiques

(Berezinsky et al., 1992). Le temps caractéristique de chute libre des WIMPs dans la Galaxie $\tau_G \sim (G\overline{\rho}_{lisse})^{-1/2}$ doit être égal sinon inférieur au temps caractéristique d'annihilation des WIMPs $\tau_{ann} \sim [\langle\sigma_{ann}v\rangle \rho_{lisse}(r)/m_\chi]^{-1}$. G est la constante gravitationnelle de Newton, $\overline{\rho}_{lisse}$ est défini comme la densité moyenne au sein de la Galaxie, soit environ 200 fois la densité critique de l'Univers, m_χ est la masse du WIMP, et $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ sa section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse relative des particules. La densité maximale atteinte à saturation est ainsi donnée par :

$$\rho_{lisse}^{\rm sat} \simeq \frac{m_\chi \sqrt{G\overline{\rho}_{lisse}}}{\langle\sigma_{ann}v\rangle} \tag{6.5}$$

$$\simeq 3\cdot 10^{18}\left(\frac{m_\chi}{100\ \mathrm{GeV}}\right)\cdot\left(\frac{10^{-26}\mathrm{cm}^3\ \mathrm{s}^{-1}}{\langle\sigma_{ann}v\rangle}\right)\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{kpc}^{-3}\ . \tag{6.6}$$

Cette valeur est implémentée dans le code : la densité massique de matière noire ne peut pas dépasser cette limite.

6.2.2 Exemples

Deux exemples d'application d'utilisation du code pour le calcul du facteur astrophysique de la composante *lisse* sont proposés. La figure 6.3 représente le facteur astrophysique en fonction de la longitude galactique ψ ($\theta = 0°$), et pour deux résolutions angulaires α_{exp}. À l'exception du profil de densité isotherme (ISO), tous les profils donnent lieu à une nette augmentation du facteur astrophysique en direction du centre galactique ($\psi = 0°$), où le profil de densité est plus ou moins piqué (voir le paragraphe 3.1.2). Deux points sont à observer :

- Quelle que soit la résolution angulaire adoptée, la valeur du facteur astrophysique en direction du centre galactique est pratiquement constante pour chaque profil. En effet, l'intégrale de l'équation 6.3 est largement dominée par la densité au centre de la Galaxie.
- En dehors de la région du centre galactique, le profil de densité ne varie que très peu spatialement. Pour une même longitude, le facteur astrophysique est ainsi proportionnel à α_{exp}^2 (voir les équations 6.3 et 6.4).

La figure 6.4 illustre quant à elle la contribution relative des différentes régions de la Galaxie au facteur astrophysique. Pour cela, l'intégrale de la densité au carré est tracée en fonction de la distance par rapport à la Terre le long de la ligne de visée. Quatre directions ont été choisies : $\psi = -180°$, $-45°$, $-10°$ et $-1°$ [4]. La première est orientée en direction de l'anticentre de la Galaxie, où le facteur astrophysique en provenance de la composante *lisse* est le plus faible (voir la figure 3.1.2). La majeur partie du facteur est acquise le long des premiers ∼10 kpc. Le quatrième angle montre le comportement de l'intégrale vers le centre galactique, où la totalité de la contribution provient de la région centrale de la Galaxie (à une distance de 8 kpc). Les deux autres directions présentent des cas intermédiaires entre les deux cas extrêmes $\psi = -1°$ et $-180°$. Ces différentes courbes cumulatives ne dépendent que très peu du profil de densité de matière noire adopté : le profil isotherme fait figure d'exception, en raison de sa non croissance brutale vers le centre galactique.

4. Notons que dans la direction $\psi = 0°$, correspondant au centre de la Galaxie, les profils sont extrêmement piqués. Se placer à $\psi = -1°$ au lieu de $\psi = 0°$ permet ainsi d'éviter la singularité, et donne la tendance du comportement de la courbe cumulative 6.4 vers le centre galactique.

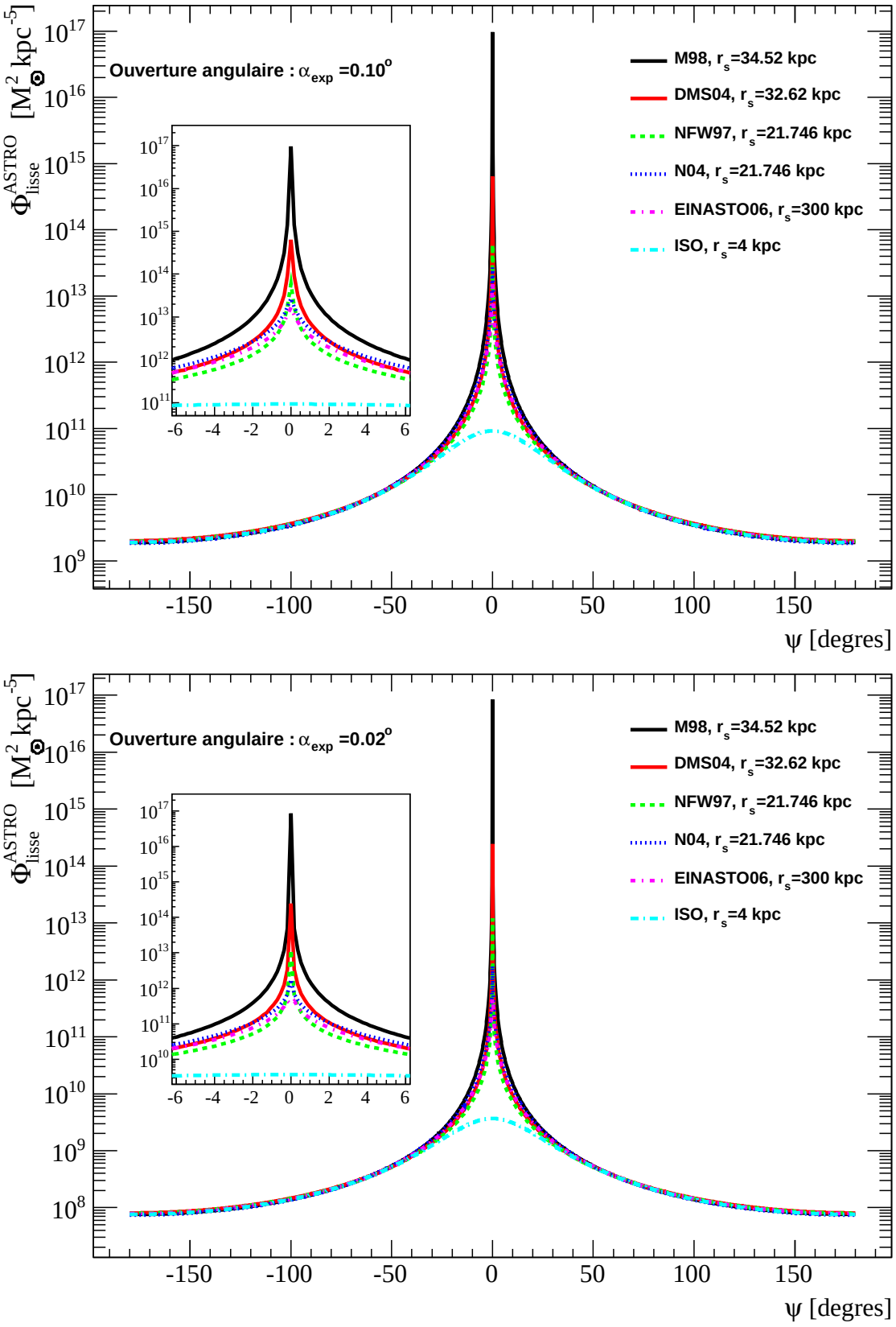


FIGURE 6.3 – *Facteur astrophysique calculé pour la composante* lisse *en fonction de la longitude galactique* ψ*, pour deux résolutions angulaires :* $\alpha_{res} = 0{,}10°$ *(en haut) et* $\alpha_{res} = 0{,}02°$ *(en bas). Le facteur astrophysique* $\Phi^{ASTRO}_{\text{lisse}}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$ *est représenté pour les différents profils introduits dans le paragraphe 3.1.2. Dans les encarts sont représentés des grossissements de la région du centre galactique.*

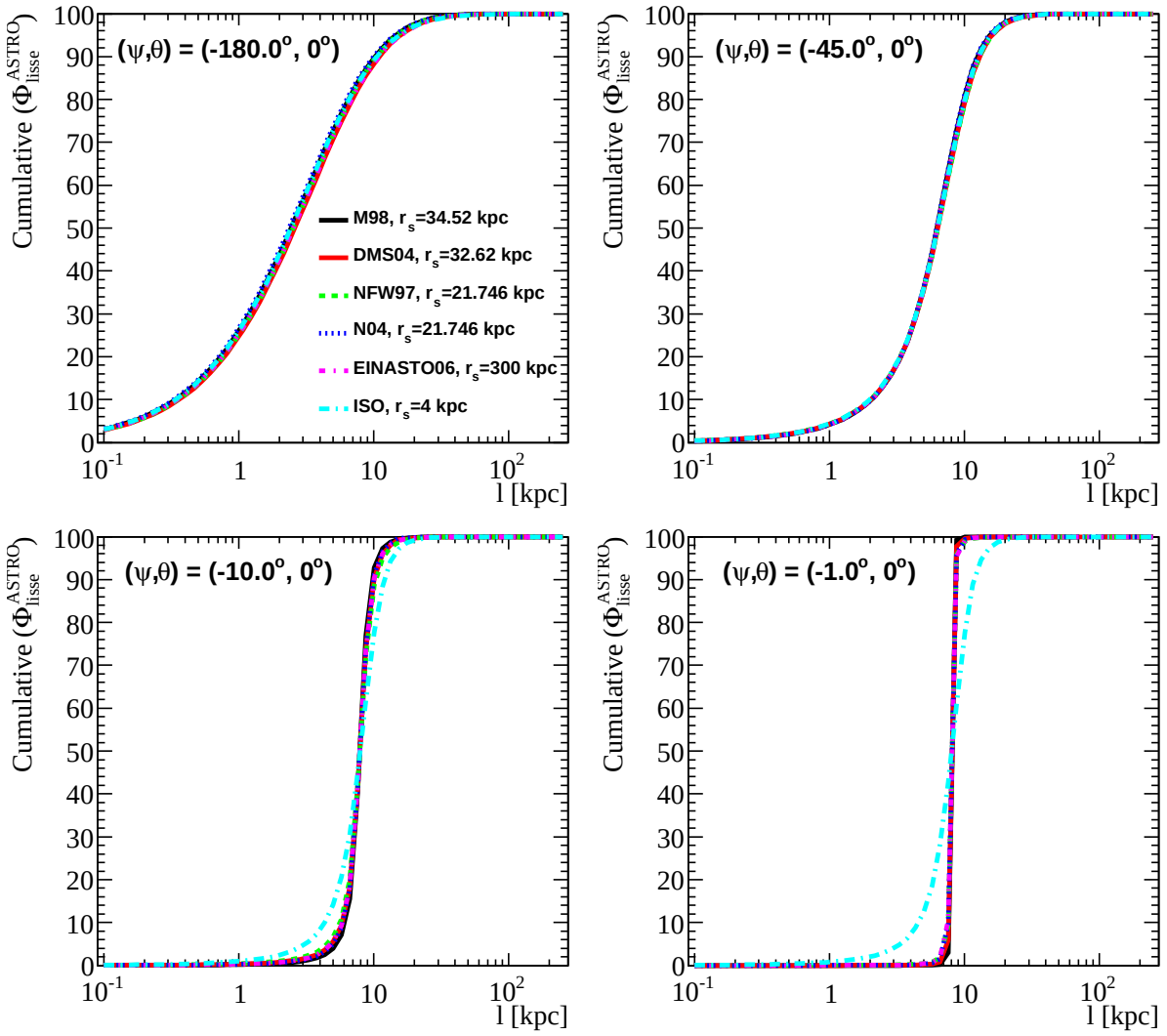


FIGURE 6.4 – *Calcul cumulatif du facteur astrophysique issu de la composante* lisse *le long de différentes lignes de visée, dont les coordonnées sont indiquées sur la figure. Les courbes montrent la contribution relative par rapport à la valeur totale. le calcul a été effectué pour une résolution angulaire de* $\alpha_{exp} = 0{,}1°$*, et pour plusieurs profils de densité de matière noire.*

6.3 Les sous-structures : calcul du facteur astrophysique

Le calcul de la contribution des sous-halos au facteur astrophysique fait l'objet de ce paragraphe. Les distributions spatiale et en masse des sous-structures, ainsi que leurs propriétés intrinsèques, ont été présentées dans le chapitre 3. Il a été vu que les simulations N-corps permettent d'obtenir une bonne estimation de la répartition et des attributs des sous-halos galactiques jusqu'à $M \gtrsim 10^3\,\mathrm{M}_\odot$. Cependant, le traitement des sous-halos jusqu'à une masse minimale de l'ordre de $\sim 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$ (voir la suite) fait appel à une extrapolation des lois déduites des simulations N-corps. Le tableau 6.2 résume les valeurs choisies par défaut pour effectuer le calcul du facteur astrophysique. Après avoir présenté les distributions spatiale et en masse des sous-halos, ainsi que leurs propriétés intrinsèques, le calcul du facteur astrophysique sera abordé. Le principe du calcul est le suivant : la position et la masse des sous-halos sont tirés aléatoirement, leur contribution au facteur astrophysique est calculée individuellement tant qu'ils ne sont pas noyés dans le fond créé par les sous-halos plus petits et plus nombreux. Des détails supplémentaires sur ces calculs sont donnés dans l'annexe C.

Propriété	**Paramètre**	**Valeur choisie**
Profil de la composante *lisse*	$\rho_{lisse}(r)$	EINASTO06
Profil des sous-halos	$\rho_{\mathrm{sh}}(r)$	EINASTO06
Distribution spatiale des sous-halos	$\mathrm{d}\mathcal{P}_V(r)/\mathrm{d}V$	EINASTO06
Distribution en masse	α_M M_{min}	1,9 $10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$
Paramètre de concentration	c_{vir}	B01

TABLE 6.2 – *Résumé des paramètres de la simulation, susceptibles d'être modifiés par l'utilisateur. Les valeurs choisies sont discutées dans le texte (B01 fait référence à Bullock et al. 2001).*

6.3.1 Distributions spatiale et en masse

La distribution en masse. La distribution en masse des sous-halos au sein de la Galaxie a été présentée dans le chapitre 3 page 58, elle peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathrm{d}\mathcal{P}_M(M)/\mathrm{d}M = B \cdot M^{-\alpha_M}\,. \tag{6.7}$$

Le paramètre α_M est autorisé à varier entre 1,7 et 2,0, la valeur canonique choisie étant $\alpha_M = 1{,}9$ (Gao et al., 2004; Springel et al., 2008). La masse minimale des sous-structures de la Galaxie peut valoir de $\sim 10^{-12}$ à $\sim 10^{-4}\,\mathrm{M}_\odot$ (Profumo et al., 2006). La valeur de référence est prise égale à $M_{min} = 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$. La masse maximale des sous-structures est quant à elle fixée par la masse des galaxies naines sphéroïdes observées dans la galaxie, soit $M_{max} \approx 10^{10}\,\mathrm{M}_\odot$.

La distribution spatiale. Les simulations N-corps tendent à montrer que la distribution spatiale des sous-halos est moins piquée vers le centre que le profil de densité de ce halo (voir

page 57). Dans le cadre de notre simulation, le profil de la distribution spatiale des sous-halos est néanmoins autorisé à suivre tous les profils introduits au paragraphe 3.1.2 : les profils ISO, NFW97, M98, DMS04 (paramétrés par Zhao 1996), N04 (Navarro et al., 2004) et EINASTO06 (Merritt et al., 2006). La distribution de référence choisie suit le profil de type EINASTO06 (Springel et al., 2008).

Normalisation de la distribution des sous-halos. Le paramètre N_{tot} de l'équation 6.2 correspond au nombre total de sous-structures dans le volume de la Galaxie. Il dépend fortement de la distribution en masse adoptée, autrement dit des paramètres α_M et M_{min}. La valeur de N_{tot} est obtenue en fixant le nombre de sous-halos N dans un intervalle de masse $[M_1; M_2]$. Les simulations N-corps donnent une idée du nombre de sous-structures attendues au-delà d'une certaine masse, cette valeur est comparée aux sous-structures observées dans la Galaxie. Le nombre de sous-halos attendus dans l'intervalle de masse $[M_1; M_2]$ est :

$$N[M_1; M_2] = B \times N_{tot} \times \frac{M_2^{1-\alpha_M} - M_1^{1-\alpha_M}}{1 - \alpha_M} \, , \tag{6.8}$$

avec B le facteur de normalisation introduit dans l'équation 3.8. Pour $\alpha_M = 1,9$ et $\Delta = 97$ (paramètre introduit page 59), Giocoli et al. (2010) obtiennent la relation suivante :

$$B \times N_{tot} = N_{M_0} M_0 / h \, , \tag{6.9}$$

où $h \simeq 0,7$ est le paramètre de Hubble, N_{M_0} un paramètre défini tel que $\log(N_{M_0}) = -3,03$ et M_0 est la masse du halo hôte. La masse totale du halo de matière noire englobant la Galaxie vaut $\sim 1,0 \times 10^{12}\,\mathrm{M}_\odot$ (Xue et al., 2008). Ceci permet ainsi d'estimer le nombre de sous-halos dont la masse est supérieure à $10^8\,\mathrm{M}_\odot$, et d'en déduire la valeur du paramètre N_{tot}.

Le paramétrage précédent donne un nombre de sous-halos $N(> 10^8\,\mathrm{M}_\odot) = \mathrm{N}[10^8\,\mathrm{M}_\odot; 10^{10}\,\mathrm{M}_\odot] \approx 99$. Cette valeur est légèrement supérieure à celle obtenue par Gao et al. (2004), $N(> 10^8\,\mathrm{M}_\odot) \approx 81$, qui choisissent de travailler avec $\Delta = 200$. Compte tenu de l'incertitude sur le nombre sous-halos $N(> 10^8\,\mathrm{M}_\odot)$, dans le cadre de notre simulation le choix a été fait de travailler avec $N(> 10^8\,\mathrm{M}_\odot) = 100$ comme valeur de référence. Ceci permet d'évaluer N_{tot} à partir de la relation 6.8. Pour $\alpha_M = 1,9$ et $M_{min} = 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$, le nombre total de sous-halos dans la Galaxie vaut $N_{tot} \sim 4 \times 10^{14}$. Un tirage exhaustif des sous-halos consisterait ainsi à tirer $\sim 10^{14}$ sous-structures, entraînant un temps de calcul très important. Il sera vu comment reduire le nombre des sous-halos tirés de plusieurs ordres de grandeur dans le paragraphe 6.3.4 et l'annexe C.

6.3.2 Propriétés intrinsèques des sous-halos

Le profil de densité des sous-halos. Le profil de densité des sous-structures $\rho_{sh}(r)$ peut adopter les différentes formes présentées dans le paragraphe 3.1.2 (tout paramétrage de type Zhao 1996 à l'exception du profil isotherme, ainsi que les profils introduits par Navarro et al. 2004 et Merritt et al. 2006). Tous ces profils sont caractérisés par la donnée de deux paramètres : r_s et ρ_s, qui sont obtenus de manière analytique à partir de la masse du sous-halo (la procédure est présentée ci-dessous). Le profil de référence choisi est celui de type EINASTO06.

Paramètres du profil de densité. À partir de la masse d'un sous-halo M_{vir} et de la relation entre le paramètre de concentration et la masse des sous-halos $c_{vir}(M_{vir})$, il est possible d'obtenir

les paramètres caractéristiques r_s et ρ_s du profil de densité. La procédure est décrite en détail dans l'annexe C. Les relations $c_{vir}(M_{vir})$ introduites dans le code sont celles de Bullock et al. 2001 (B01), Eke et al. 2001 (ENS01) et Jing et Suto 2000; Koch et al. 2007 (JS00). La relation de référence choisie est B01. Notons qu'il existe des approches qui permettent de prendre en compte les effets de marée sur les sous-halos au sein de la Galaxie, le paramètre de concentration dépend alors également de la distance du sous-halo par rapport au centre de la Galaxie (Pieri et al., 2009a).

La luminosité intrinsèque des sous-halos. Afin d'évaluer le facteur $\Phi_{sh}^{\mathrm{ASTRO}}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$ issu des sous-structures, il est commode de définir la « luminosité intrinsèque » des sous-halos $\mathcal{L}_{sh}(M_{vir})$. Cette luminosité intrinsèque n'a pas la dimension d'une vraie luminosité, à savoir des Watts, elle est exprimée en $\mathrm{M}_\odot^2\,\mathrm{kpc}^{-3}$. Elle est une fonction de la masse M_{vir} du sous-halo, dont dépendent les paramètres r_s, ρ_s et r_{vir} :

$$\mathcal{L}_{sh}(M_{vir}) = 4\pi \int_0^{r_{vir}} \rho_{sh}^2(r)\, r^2\, \mathrm{d}r \ . \tag{6.10}$$

Le flux émis par un sous-halo situé à une distance d de la Terre sera ainsi proportionnel à $\mathcal{L}_{sh}(M_{vir})/d^2$. La luminosité intrinsèque est un outil qui nous permettra essentiellement d'alléger le calcul du facteur astrophysique en provenance des sous-structures, lorsqu'elles peuvent être considérées comme ponctuelles.

6.3.3 Le calcul du facteur $\Phi_{\mathrm{sh}}^{\mathrm{ASTRO}}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$

Le calcul du facteur astrophysique $\Phi_{\mathrm{sh}}^{\mathrm{ASTRO}}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$ issu des sous-halos dans la direction (ψ, θ) doit prendre en compte tous les sous-halos dont le volume croise l'angle solide de la ligne de visée. L'équation 6.3 est alors reformulée de la façon suivante :

$$\Phi_{\mathrm{sh}}^{\mathrm{ASTRO}}(\psi, \theta, \Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \sum_{\mathrm{sh}\ i \,\in\, l.d.v} \int_{l.d.v.} \rho_{\mathrm{sh}\ i}^2 \left(r\left(l, \psi, \theta\right)\right) \mathrm{d}l \ . \tag{6.11}$$

L'indice i désigne les sous-halos dont l'intersection avec la ligne de visée n'est pas nulle, et $\rho_{\mathrm{sh}\ i}(r)$ est leur profil de densité. Le calcul de $\Phi_{sh}^{\mathrm{ASTRO}}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$ est réalisé pour différentes directions (ψ, θ) dans les coordonnées galactiques, l'espace étant discrétisé de manière à obtenir un recouvrement optimal du ciel : l'écart entre deux lignes de visée juxtaposées correspond à l'ouverture de l'angle solide α_{exp}. Pour savoir quelles sont les lignes de visée qui vont devoir prendre en compte un sous-halo, le rayon angulaire du sous-halo contenant 99% de sa luminosité intrinsèque est déterminé. Le schéma 6.5 illustre cette démarche : deux sous-structures sont représentées, elles sont situées à l'intersection de plusieurs lignes de visée identifiées par les lettres A, B, C et D. Le petit sous-halo concerne les lignes de visée A, B et C, tandis que le gros sous-halo est à cheval sur les quatre directions. Il apparaît dès lors que l'intégration de la densité de matière noire contenue dans un sous-halo doit être réalisée a priori en tenant compte du fait qu'il puisse être à cheval sur le bord de la ligne de visée.

À titre indicatif, la proportion de sous-halos à cheval sur le bord d'au moins une ligne de visée a été évaluée, pour chaque décade en masse de sous-halos. La distribution et le profil des sous-halos adoptés se rapportent aux valeurs par défaut résumées dans le tableau 6.2, et la résolution angulaire de l'instrument est $\alpha_{exp} = 0{,}10°$. Les résultats obtenus à partir du tirage de

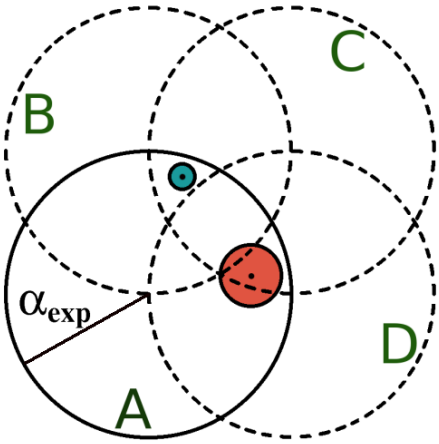


FIGURE 6.5 – *Illustration du pavage de l'espace : les directions des lignes de visée sont espacées d'un angle α_{exp}. Quatre lignes de visée sont représentées, nommées respectivement A, B, C, et D. Deux sous-halos de tailles angulaires différentes sont également représentés.*

4000 sous-structures par décade sont donnés dans le tableau 6.3. Les sous-halos dont la masse est inférieure à $\sim 1\,M_\odot$ peuvent être considérés en moyenne comme ponctuels vis-à-vis de l'ouverture de l'angle solide. En revanche, les grosses sous-structures croisent systématiquement le bord d'un angle solide. Ceci est vrai pour $\alpha_{exp} = 0{,}10°$, et le sera d'autant plus pour une meilleure résolution angulaire, comme $\alpha_{exp} = 0{,}02°$. La figure 6.6 indique la taille angulaire des sous-halos par décade de masse. Cette taille est évaluée à partir de la distance du halo et de son volume contenant 99% de sa luminosité intrinsèque (qui est contenue dans un rayon de l'ordre de $\sim r_s$). Il apparaît que les sous-halos dont la masse est inférieure à $10^5\,M_\odot$ ont systématiquement une taille angulaire inférieure à la résolution angulaire des instruments actuels et de future génération, même si une fraction non-négligeable de ces sous-structures sont à cheval sur au moins une ligne de visée.

Masse ($M_\odot$)	< 1	10^{0-1}	10^{1-2}	10^{2-3}	10^{3-4}	10^{4-5}	10^{5-6}	10^{6-7}	10^{7-8}	10^{8-9}	10^{9-10}
Fraction (%)	< 1	1	3	5	11	26	52	80	98	100	100

TABLE 6.3 – *Tableau résumant la fraction de sous-halos à cheval sur le bord d'au moins une ligne de visée d'ouverture angulaire $\alpha_{exp} = 0{,}10°$. La fraction est indiquée en pourcentage, pour différentes décades en masse, en prenant pour la distribution et le profil des sous-halos les paramètres par défaut.*

Pour estimer le facteur astrophysique $\Phi_{\rm sh}^{\rm ASTRO}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$, la masse et la position des sous-structures sont tirées aléatoirement, et leur contribution est calculée individuellement. Le temps de calcul est donc à peu près proportionnel au nombre de sous-structures. Il convient de souligner que le nombre total de sous-structures dans la Galaxie N_{tot} est important, les sous-structures de petites masses contribuant pour la plus grande majorité (rappelons que la distribution en masse est proportionnelle à $\propto M_{vir}^{-\alpha_M}$, avec $\alpha_M = 1,9$). L'un des objectifs de cette simulation semi-analytique est de proposer un outil rapide d'exécution. Or, en effectuant l'opération coûteuse du tirage de $\sim 4 \times 10^{14}$ sous-halos, le but est loin d'être atteint. Il semble cependant judicieux de remarquer que les sous-halos de petite masse ($M \lesssim 10\,M_\odot$) étant très nombreux et ponctuels

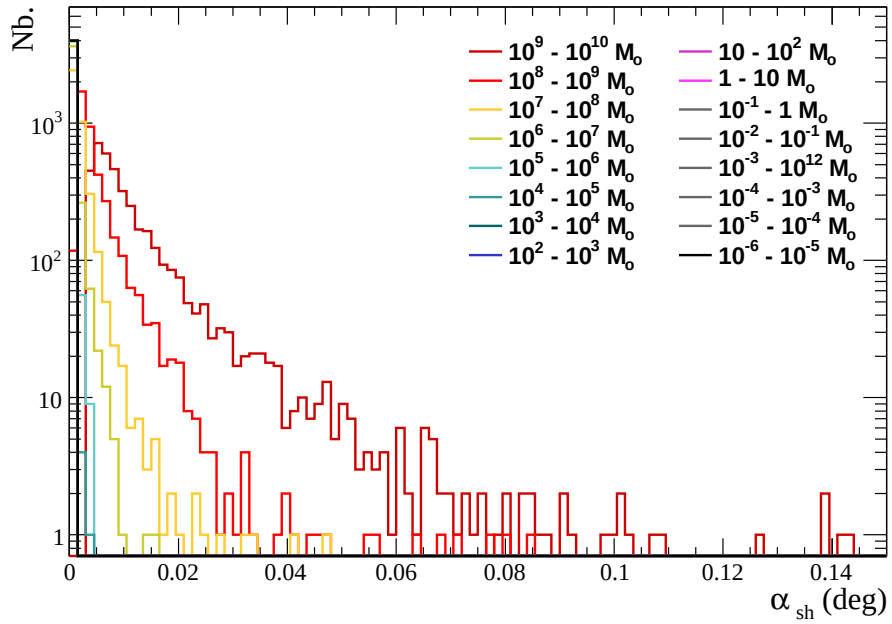


FIGURE 6.6 – *Répartition de la taille angulaire des sous-halos par décade en masse. Il a été tiré* 4000 *sous-structures par décade, dans une région centrée sur le centre galcatique, et de* 5° *de côté. Le volume du sous-halo contenant* 99% *de sa luminosité intrinsèque est pris en considération. Cette taille est à comparer à la résolution angulaire des instruments, présentée dans le tableau 6.1.*

vis-à-vis de l'ouverture de l'angle solide, ils contribuent à un fond moyen peu fluctuant qu'il est possible d'évaluer en utilisant la limite continue.

6.3.4 Hypothèse simplificatrice

Pour les sous-structures de petite masse, très nombreuses et non résolues, le facteur astrophysique peut être calculé « en moyenne » sans avoir à tirer aléatoirement la position et la masse des sous-halos. Pour un angle solide $\Delta\Omega$ et le long d'une ligne de visée (*l.d.v.*) dans la direction (ψ, θ), le facteur astrophysique moyen s'exprime alors comme :

$$\left\langle \Phi_{\rm sh}^{\rm ASTRO}(\psi,\theta,\Delta\Omega) \right\rangle = \int_M \int_{\Delta\Omega} \int_{l.d.v.} \mathcal{L}_{sh}(M) \frac{{\rm d}N}{{\rm d}^3\vec{r}\,{\rm d}M}\,{\rm d}l\,{\rm d}\Omega\,{\rm d}M \tag{6.12}$$

$$= N_{tot} \int_M \mathcal{L}_{sh}(M) \frac{{\rm d}\mathcal{P}_M(M)}{{\rm d}M}\,{\rm d}M \times \int_{\Delta\Omega} \int_{l.d.v.} \frac{{\rm d}\mathcal{P}_V(r)}{{\rm d}V}\,{\rm d}l\,{\rm d}\Omega \tag{6.13}$$

où $\mathcal{L}_{sh}(M)$ est la luminosité intrinsèque d'un sous-halo de masse M, et ${\rm d}\mathcal{P}_V(r)/{\rm d}V$, ${\rm d}\mathcal{P}_M(M)/{\rm d}M$ les distributions spatiale et en masse des sous-structures galactiques. Pour chaque décade en masse des sous-structures, la distance minimale au-delà de laquelle les sous-structures peuvent être assimilées comme contribuant en moyenne est évaluée. La démarche est présentée dans l'annexe C. Le facteur astrophysique issu des sous-structures est ainsi la somme d'un terme évalué à partir d'un tirage aléatoire et d'un terme moyen :

$$\Phi_{\rm sh}^{\rm ASTRO}(\psi,\theta,\Delta\Omega) = \left\langle \Phi_{\rm sh}^{\rm ASTRO}\Big(\psi,\theta,\Delta\Omega\Big) \right\rangle + \Phi_{{\rm sh}\ tir}^{\rm ASTRO}\Big(\psi,\theta,\Delta\Omega\Big)\,. \tag{6.14}$$

6.3.5 Lien entre la composante lisse et les sous-structures

Les paramètres des profils de matière noire de la composante *lisse* ont été calculés en faisant abstraction de la présence de sous-halos dans le halo Galactique. Il s'agit maintenant de répartir cette quantité de matière noire entre la composante *lisse* et les sous-structures. Le profil de densité de la composante *lisse* sera renormalisé par un facteur $(1 - f)$ indépendant du rayon r. La densité de matière noire dans la Galaxie en fonction du rayon r s'exprime alors comme :

$$\rho(r) = (1 - f) \times \rho_{lisse}(r) + \sum_{i \text{ sh}} \rho_{i \text{ sh}}(r) \tag{6.15}$$

$$\approx (1 - f) \times \rho_{lisse}(r) + M_{\text{sh}}^{tot} \times \frac{\mathrm{d}\mathcal{P}_V(r)}{\mathrm{d}V} , \tag{6.16}$$

où $\rho_{lisse}(r)$ est le profil de densité de la composante *lisse*, $\rho_{i \text{ sh}}(r)$ le profil de densité du sous-halo i, et M_{sh}^{tot} la masse totale de matière noire sous forme de sous-halos, qui est donnée par la relation :

$$M_{\text{sh}}^{tot} = N_{tot} \int_{M_{min}}^{M_{max}} M \times \frac{\mathrm{d}\mathcal{P}_M(M)}{\mathrm{d}M} \mathrm{d}M . \tag{6.17}$$

Cette masse est fixée par le choix des paramètres M_{min}, M_{max}, α_M, et par la valeur de N_{tot}. Deux approches peuvent être adoptées pour estimer la valeur de f, selon que le profil de la distribution spatiale des sous-halos de la Galaxie suit la forme du profil de densité de la composante *lisse* ou non. La démarche est présentée en détail dans l'annexe C.

Le facteur astrophysique issu de la composante *lisse* $\Phi_{lisse}^{\text{ASTRO}}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$ calculé dans le paragraphe 6.2 devra alors être multiplié par $(1 - f)^2$ afin de prendre en compte la présence de sous-structures dans le halo Galactique.

6.3.6 Résumé

Le flux de rayons γ issus de l'annihilation de particules de matière noire dans la Galaxie est proportionnel à un terme $\Phi^{\text{ASTRO}}(\psi, \theta, \Delta\Omega)$ qui prend en compte la répartition spatiale de la matière noire. Nous avons développé un code semi-analytique, rendu public, qui permet de calculer ce facteur astrophysique le long d'une ligne de visée quelconque, dont la direction est définie par les coordonnées galactiques (ψ, θ), et dont l'ouverture de l'angle solide $\Delta\Omega$ est égale à la résolution angulaire de l'instrument considéré.

La matière est répartie entre une composante *lisse* et des sous-structures. Les sous-structures sont tirées aléatoirement dans le volume de la Galaxie, tant qu'elles ne peuvent pas être associées à un fond moyen où elles ne sont pas résolues individuellement. Le facteur astrophysique est ainsi la somme de trois termes :

$$\begin{aligned} \Phi^{\text{ASTRO}}(\psi, \theta, \Delta\Omega) = (1 - f)^2 \Phi_{lisse}^{\text{ASTRO}}(\psi, \theta, \Delta\Omega) \\ + \left\langle \Phi_{\text{sh}}^{\text{ASTRO}}\Big(\psi, \theta, \Delta\Omega\Big) \right\rangle \\ + \Phi_{\text{sh } tir}^{\text{ASTRO}}\Big(\psi, \theta, \Delta\Omega\Big) , \end{aligned} \tag{6.18}$$

le facteur f prenant en compte la renormalisation présentée dans le paragraphe 6.3.5. $\Phi^{\mathrm{ASTRO}}_{lisse}$ est associé à la composante *lisse*, $\Phi^{\mathrm{ASTRO}}_{\mathrm{sh}\ ana}$ aux sous-halos pour lesquels le calcul est fait dans la limite continue, et $\Phi^{\mathrm{ASTRO}}_{\mathrm{sh}\ tir}$ aux sous-halos tirés aléatoirement dans le volume de la Galaxie.

6.4 Les sous-structures : exemples

Trois exemples d'application de notre simulation semi-analytique sont présentés ci-dessous. Le premier a pour objectif de montrer l'importance de la contribution des sous-halos par rapport à celle de la composante *lisse*. Le second se concentrera sur la possibilité de créer des cartes du ciel de rayons γ. Il pourra ainsi permettre d'évaluer les aspects statistiques de la distribution des sous-halos résolus angulairement. Enfin, le troisième exemple se penchera sur un aspect plus particulier, à savoir le calcul du facteur astrophysique en direction des galaxies naines sphéroïdes.

6.4.1 Contribution des sous-halos dans la Galaxie

Les sous-halos étant répartis dans l'ensemble du volume de la Galaxie, leur contribution au facteur astrophysique en vient à dépasser la contribution de la composante *lisse* lorsque la direction d'observation s'éloigne du centre galactique. Ceci a été évalué en calculant la contribution des sous-halos de manière analytique pour toutes les décades en masse. Cette approximation ne prend pas en compte le fait que les sous-halos les plus massifs peuvent être résolus, mais néanmoins donne une idée du comportement du facteur astrophysique. Le résultat est représenté sur la figure 6.7, pour deux jeux de paramètres, afin d'observer l'influence du choix du profil des halos de matière noire. La distribution spatiale des sous-halos suit dans les deux cas le profil de EINASTO06, la résolution angulaire choisie est de 0,01°. La distribution en masse des sous-halos est choisie par défaut ($\alpha_M = 1,9$, $M_{min} = 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$ et $M_{max} = 10^{10}\,\mathrm{M}_\odot$). Le facteur astrophysique intégrant la contribution de la composante *lisse* et des sous-halos est représenté en fonction de la longitude ψ dans les coordonnées galactiques. Vers le centre galactique ($\psi = 0°$), la contribution de la composante *lisse* est prédominante, tandis qu'en direction de l'anticentre galactique ($\psi = 180°$) ce sont les sous-halos. La figure du haut a été calculée pour un profil EINSATO06 pour les halos de matière noire, tandis que la figure du bas l'est pour un profil NFW97. Il apparaît que le facteur astrophysique est relativement différent pour ces deux configurations. La fraction de matière noire sous forme de sous-halos dans le premier cas vaut $f = 9\%$, dans le deuxième cas elle vaut $f = 12\%$.

6.4.2 Cartes du ciel

La distribution des sous-halos dans la Galaxie est décrite en termes probabilistes : un tirage ne représente qu'une réalisation, et ne peut servir de base pour des prédictions absolues. Cependant, une information statistique peut en être déduite. Nous nous pencherons sur le cas de la

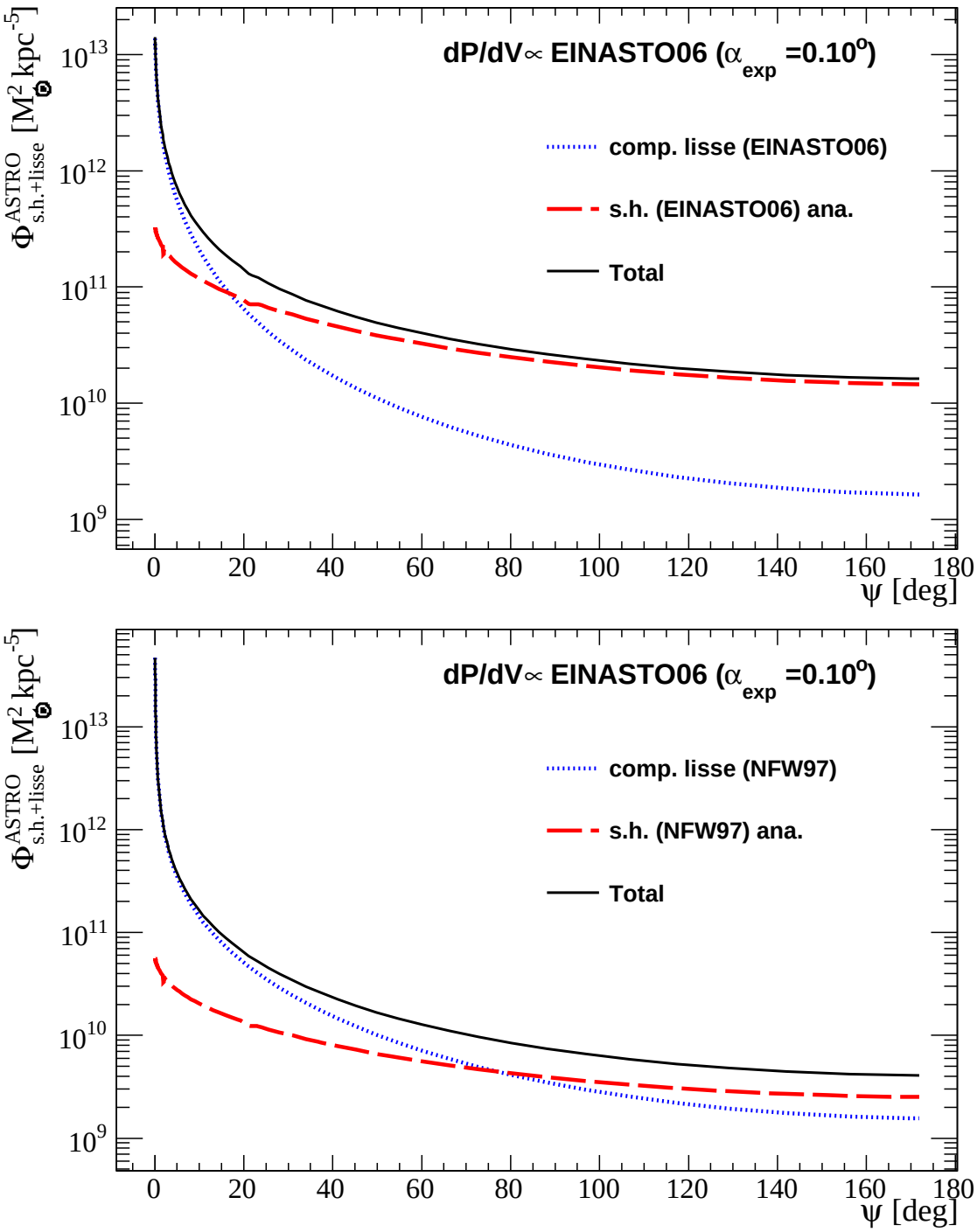


FIGURE 6.7 – *Calcul du facteur astrophysique émis par la composante* lisse *et les sous-halos de matière noire galactiques considérés de manière moyenne, en fonction de la longitude* ψ. *La courbe du haut représente le cas où les profils des halos de matière noire sont tous de type EINASTO06, tandis que la courbe du bas illustre le cas où les profils sont de type NFW97. La distribution spatiale des sous-halos est la même dans les deux cas (EINASTO06), la résolution angulaire est égale à* 0,01°.

région du ciel de 5° de diamètre, centrée sur la direction (−120°, +20°) en coordonnées galactiques. Ce champ de vue est choisi ainsi pour les raisons suivantes :

- il est situé en dehors du plan galactique. De nombreuses sources astrophysiques sont présentes dans le plan galactique, qui pourraient rendre difficile l'identification d'un signal en provenance de la matière noire,
- l'observation a lieu à grande distance angulaire du centre galactique : dans la région du centre galactique, la composante *lisse* domine le signal émis par l'annihilation des particules de matière noire,
- la taille de 5° correspond au diamètre du champ de vue de l'expérience H.E.S.S. (voir page 97),
- la direction (−120°, +20°) est choisie en particulier car elle est observable par H.E.S.S. dans de bonnes conditions : l'angle zénithal est optimal (voir la figure 7.1).

Des cartes du ciel ont été réalisées pour différentes résolutions angulaires, à partir d'une même distribution de sous-halos, et sont montrées sur la figure 6.8. Les paramètres des distributions spatiale et en masse des sous-halos sont choisis par défaut (tous les profils de densité suivent le profil EINASTO06, ainsi que la distribution spatiale des sous-halos). L'image du haut illustre la distribution du facteur astrophysique sur le champ de vue, pour une résolution angulaire de 0,1° (correspondant à celle de H.E.S.S.). Deux sous-halos se distinguent par leur forte intensité et leur taille. Les cartes au-dessous représentent respectivement le cas d'une résolution angulaire de 0,05° et de 0,01°. Des détails de plus en plus fins apparaissent dans le champ de vue (par exemple, des sous-structures émergent à l'intérieur des gros sous-halos), et le contraste de l'image est de plus en plus prononcé (la gamme de l'échelle logarithmique de droite augmente lorsque la résolution diminue).

Il est également possible de tirer des informations qualitatives de ces cartes. Les sous-halos dont le facteur astrophysique est au moins deux fois supérieur au fond induit par la composante *lisse* et les sous-halos non-résolus sont retenus. La figure 6.9 représente le nombre de ces sous-halos en fonction de leur masse, pour les trois résolutions angulaires α_{exp} utilisées. Un sous-halo résolu pour $\alpha_{\mathrm{exp}} = 0{,}1°$ le sera également pour $\alpha_{\mathrm{exp}} = 0{,}05°$ et $\alpha_{\mathrm{exp}} = 0{,}01°$. Le nombre de sous-halos résolus augmente lorsque la résolution angulaire diminue : dans le champ de vue choisi, 20 sous-structures apparaissent pour $\alpha_{\mathrm{exp}} = 0{,}1°$, 81 pour 0,05° et 1694 pour 0,01°. Meilleure est la résolution angulaire est bonne, plus les sous-halos de petites masses sont résolus. Le cas particulier de $\alpha_{\mathrm{exp}} = 0{,}01°$ est analysé, afin d'avoir une idée des caractéristiques des sous-halos dont le facteur astrophysique est le plus important. Sur la figure 6.11 est tracée la valeur moyenne du facteur astrophysique des sous-halos en fonction de leur masse et de leur distance par rapport à la Terre. La figure du haut est une projection de l'histogramme du bas. Il apparaît que la distance des sous-halos est un paramètre décisif, et que cette distance est une fonction de leur masse : un sous-halo de $\sim 10^5\,\mathrm{M}_\odot$ situé à ~150 kpc émettra le même signal qu'un sous-halo de $\sim 10\,\mathrm{M}_\odot$ situé à ~0,3 kpc.

Deux autres tirages ont été réalisés pour le même champ de vue avec la résolution angulaire $\alpha_{\mathrm{exp}} = 0{,}1°$, tous les paramètres de la distribution de matière noire restant identiques. Ceci permet d'étudier la statistique des sous-halos résolus présents dans le champ de vue. La figure 6.10 montre les cartes obtenues pour ces nouvelles réalisations. Les deux sous-structures les plus lumineuses présentes dans la première réalisation (voir la figure 6.8) n'apparaissent pas à nouveau. La distribution du facteur astrophysique des sous-halos résolus en fonction de leur

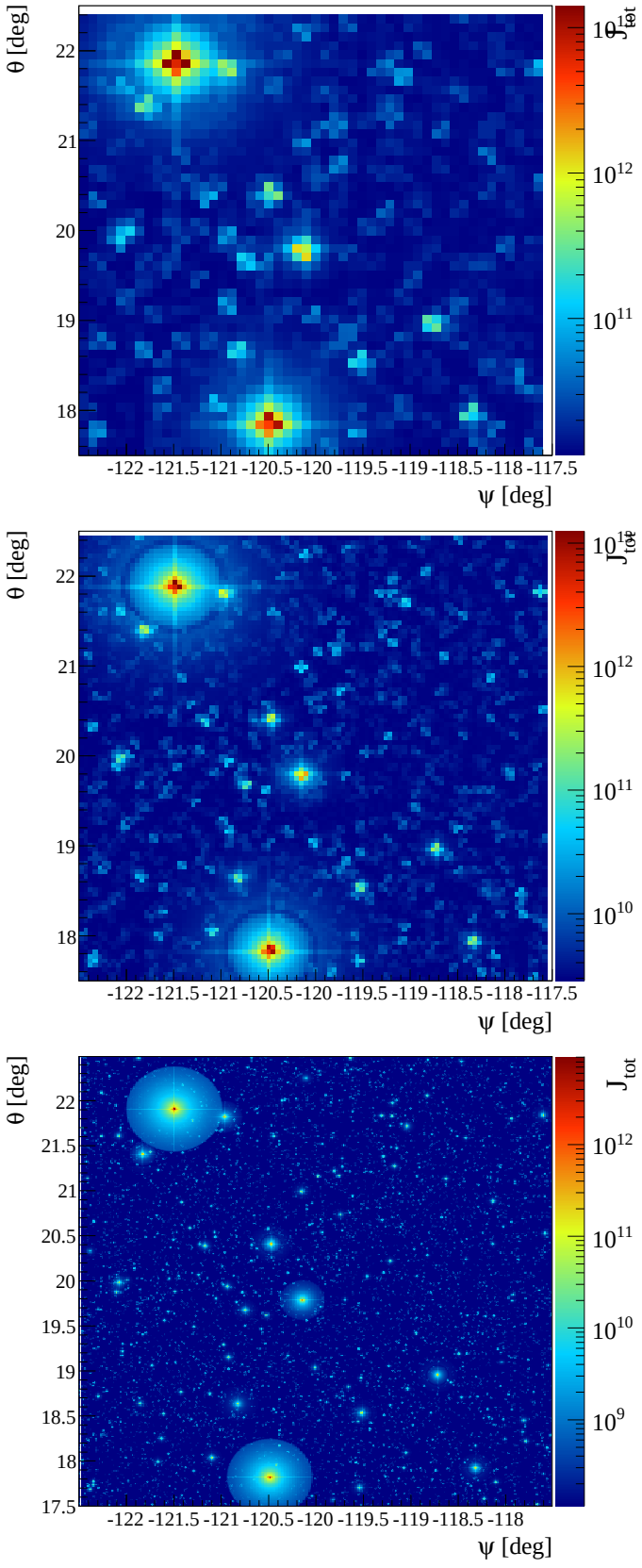


FIGURE 6.8 – *Même champ de vue du ciel observé avec trois résolutions angulaires différentes :* (haut) 0,1°, (milieu) 0,05°, *et* (bas) 0,01°. *Le facteur astrophysique* ($\Phi^{\mathrm{ASTRO}} \equiv J_{\mathrm{tot}}$, *en* $M_{\odot}^{2} kpc^{-5}$) *est tracé pour chaque direction du ciel* (ψ, θ) *en coordonnées galactiques.* Remarque : *les sous-structures les plus lumineuses présentent une limite très nette. Ceci est du à la précision de la simulation : lorsqu'elle est améliorée, cet effet disparaît.*

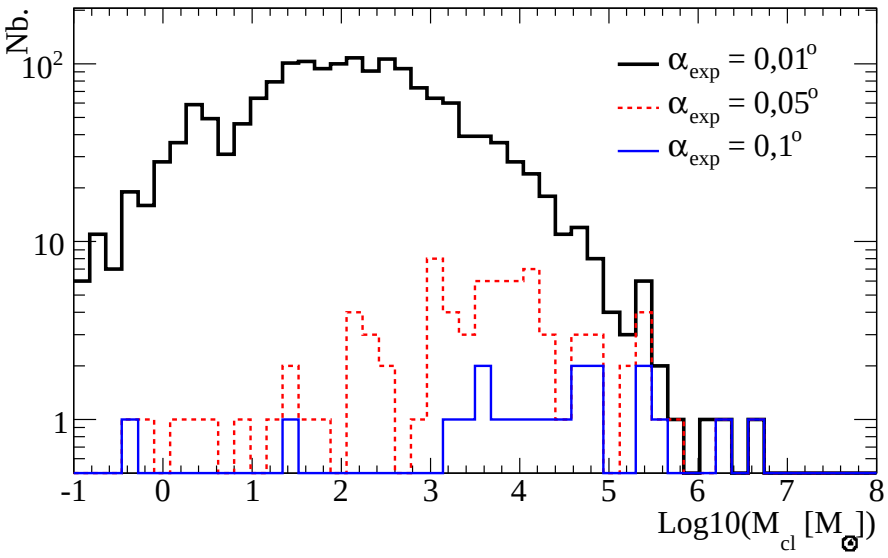


FIGURE 6.9 – *Nombre de sous-halos résolus (i.e. dont le facteur astrophysique est au moins deux fois supérieur au continuum) dans les cartes présentées sur la figure 6.8 (réalisées avec différentes résolutions angulaires α_{exp}) en fonction de leur masse.*

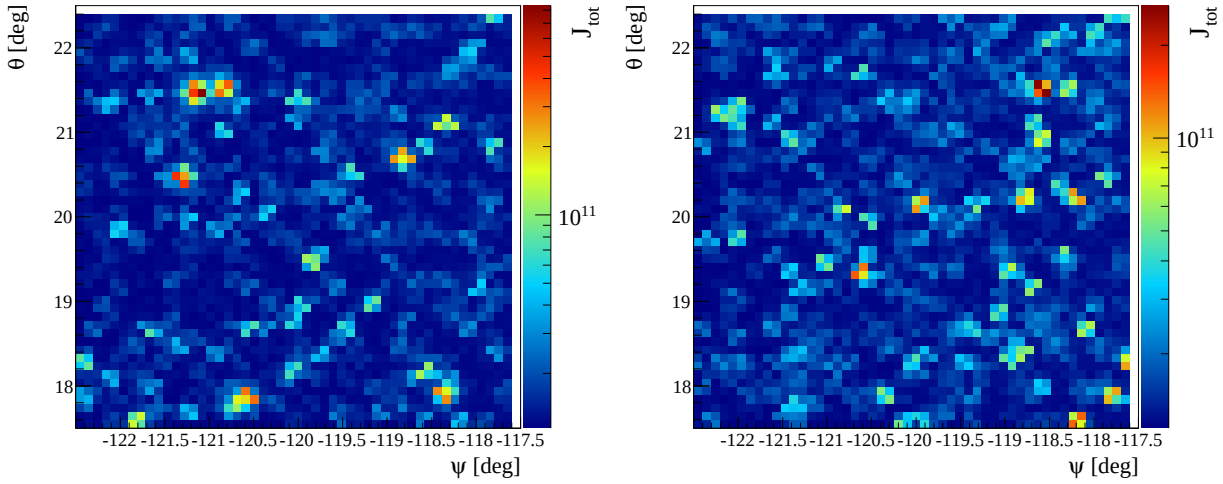


FIGURE 6.10 – *Cartes du ciel réalisées avec une résolution angulaire de $\alpha_{exp} = 0{,}1°$, en utilisant des graines différentes pour le tirage aléatoire de la position et de la masse des sous-halos. Le facteur astrophyhsique J_{tot} est exprimé en $M_\odot^2 kpc^{-5}$.*

masse est illustrée sur la figure 6.12. Le facteur astrophysique maximal attendu dans un champ de vue de 5° est sujet à une variabilité d'un ordre de grandeur. De plus, soulignons que pour la première réalisation, 20 sous-halos sont résolus, pour la deuxième 23 et pour la troisième 14.

La valeur moyenne et la variance du nombre de sous-halos attendus dans un champ de vue pourraient ainsi être étudiées, ainsi que la statistique relative au facteur astrophysique. Une étude de l'influence des paramètres de la distribution de la matière noire sur la détectabilité est également envisageable. Ceci dépasse cependant le cadre de ce chapitre.

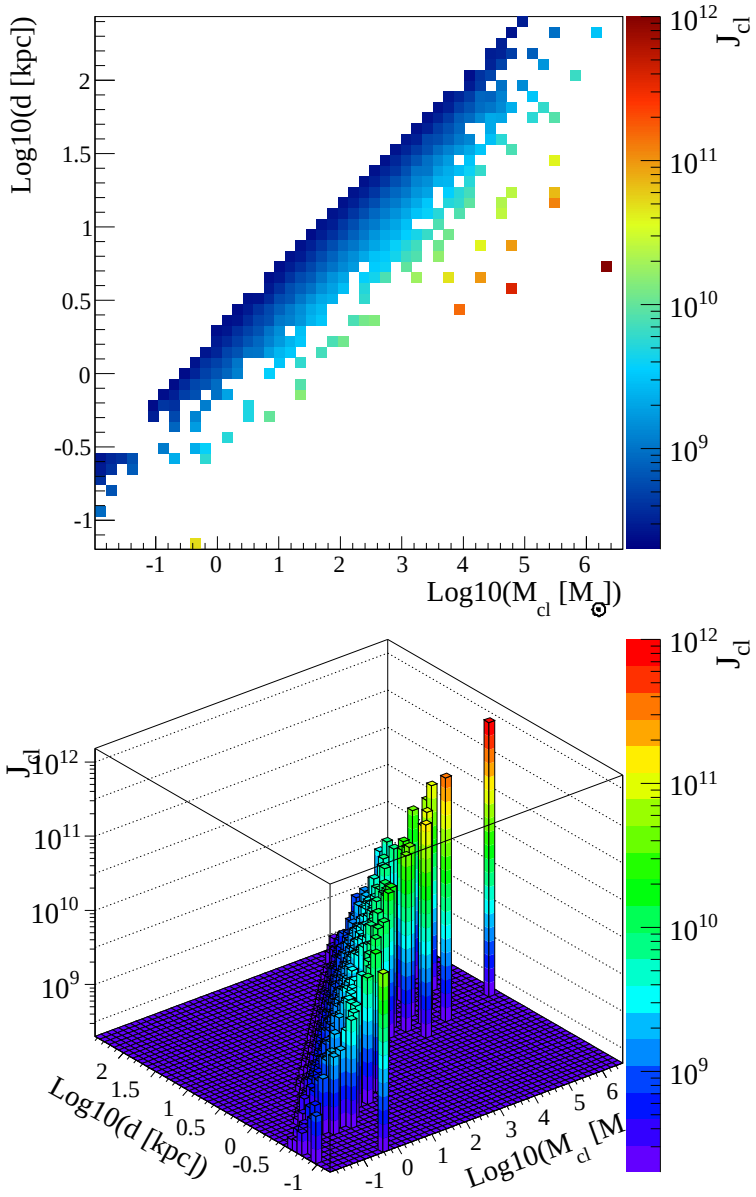


FIGURE 6.11 – *Valeur moyenne du facteur astrophysique pour les sous-halos résolus de la carte réalisée avec une résolution angulaire de* $\alpha_{exp} = 0{,}01°$ *présentée sur la figure 6.8 :* (bas) *distribution en fonction de la masse des sous-halos et de leur distance par rapport à la Terre,* (haut) *projection de l'histogramme du bas.*

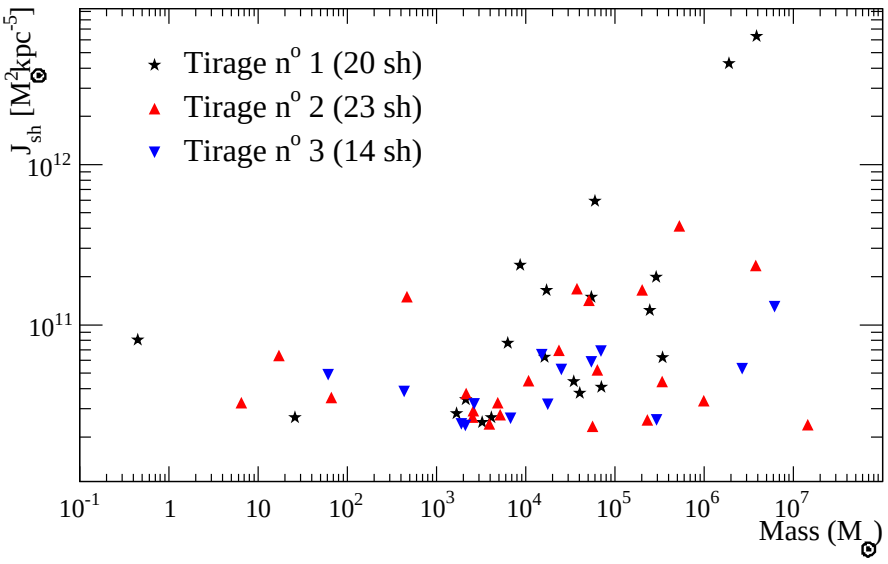


FIGURE 6.12 – *Facteur astrophysique des sous-halos résolus en fonction de leur masse, présenté pour trois réalisations. Les sous-halos sont issus des cartes illustrées sur les figures 6.8 et 6.10, calculées pour la résolution angulaire* $\alpha_{\rm exp} = 0{,}1°$.

6.4.3 Les galaxies naines sphéroïdes

Le code peut être utilisé spécifiquement dans le cas d'une galaxie naine sphéroïde. En effet, les sous-halos les plus massifs de la Galaxie pourraient héberger les galaxies naines sphéroïdes, dont l'observation a révélé la présence de matière noire (voir le chapitre 7). Le cas d'un halo générique va être présenté, qui ne correspondra à aucune galaxie naine sphéroïde en particulier. Le choix des paramètres génériques pour le profil de densité a été orienté grâce à l'étude menée dans Charbonnier et al. (2010b). Pour décrire le profil de densité, le profil donné par Zhao (1996) a été adopté (voir page 55), où les paramètres α, β et γ donnent la forme du profil, et les paramètres r_s et ρ_s l'extension et l'amplitude. Les paramètres génériques choisis sont les suivants :

- la distance de la galaxie naine par rapport à la Terre est prise égale à $d = 70$ kpc. Cette valeur est à comparer à la distance des galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée détectées aujourd'hui (voir le tableau page 180).
- les paramètres α, β et γ par défaut correspondront au profil NFW97 ($\alpha = 1, \beta = 3$, γ=1).
- le rayon caractéritique sera pris égal à $r_s = 1$ kpc.
- la densité caractéristique ρ_s est déterminé en imposant comme contrainte que la masse incluse dans un rayon de 300 pc doit être égale à 10^7 $M_\odot$. Ceci sera discuté dans le chapitre 7, et correpond aux analyses menées par Strigari et al. (2008) et Walker et al. (2009) pour les galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée.

Il sera vu dans le chapitre 7 que la dynamique stellaire des galaxies naines sphéroïdes ne contraint que très peu le profil de densité de matière noire. Le profil adopté ci-dessus est « générique » dans le sens où ses paramètres satisfont en moyenne les données stellaires (voir par exemple Charbonnier et al. 2010b). Afin d'appréhender l'influence des paramètres α, β, γ et r_s sur le facteur astrophysique, nous les avons faits varier un par un à partir du jeu de

paramètres génériques. Soulignons cependant que certains paramètres sont corrélés, comme r_s, ρ_s et γ (Charbonnier et al., 2010b), dépendance dont il ne sera pas tenu compte. Les figures 6.13 et 6.14 montrent les résultats de l'étude qui a été menée pour chacun des quatre paramètres. Trois courbes sont présentées pour l'étude de l'influence de chaque paramètre :

- le profil de densité en fonction de la distance au centre de la galaxie naine $\rho(r)$,
- le calcul du facteur astrophysique $\Phi_{\rm dSph}^{ASTRO} \equiv J$ en fonction de l'angle d'ouverture α_{int} de l'angle solide (et normalisé à la valeur choisie pour l'ouverture maximale $\alpha_{\rm max}$),
- le facteur astrophysique obtenu $\Phi_{\rm dSph}^{ASTRO}$ en fonction du paramètre γ, et pour différentes ouvertures angulaires.

Passons en revue l'impact des différents paramètres sur le facteur astrophysique :

- **le paramètre γ :** ce paramètre caractérise la pente du profil de densité vers le centre de la galaxie naine. $\gamma = 0$ correpond à un profil de type isotherme, $\gamma = 1$ à un profil de type NFW97 et $\gamma = 1{,}5$ à un profil de type M98. Le facteur astrophysique varie sur plus de deux ordres de grandeur lorsque γ augmente. Notons que la valeur $\gamma = 1{,}5$ est néanmoins peu cautionnée par les simulations N-corps (Springel et al., 2008).
- **le paramètre r_s :** faire varier le rayon r_s revient à faire varier le paramètre de concentration (voir la définition du paramètre de concentration page 60). L'influence du paramètre r_s sur le calcul du facteur astrophysique est du même ordre de grandeur que pour γ (sans considérer le cas particulier $\gamma = 1{,}5$).
- **le paramètre α :** α caractérise le changement de pente du profil de densité entre les grandes distances au centre et les petits rayons. Il est possible de constater sur la courbe en haut à gauche de la figure 6.14 que les profils obtenus sont pratiquement similaires. Ce paramètre aura une influence notable sur le facteur astrophysique pour une ouverture angulaire de l'ordre de 0,02°, sinon elle sera négligeable.
- **le paramètre β :** le paramètre β caractérise la pente du profil de densité à grande distance du centre de la galaxie, où la densité décroît fortement. La majorité du signal étant émis par les régions de forte densité, i.e. vers le centre de la galaxie, ce paramètre influence peu le facteur astrophysique.

Les courbes du bas des figures 6.13 et 6.14 mettent en évidence que pour de grands angles d'intégration ($\alpha_{int} \gtrsim 0{,}5°$), le facteur astrophysique varie peu. Autrement dit, les expériences comme Fermi-LAT sont peu sensibles aux modèles, puisque le facteur astrophysique est à peu près constant lors de la variation des différents paramètres. Ceci n'est plus vrai pour de meilleures résolutions angulaires (typiquement $\alpha_{int} = 0{,}1°$ et $\alpha_{int} = 0{,}02°$). Un instrument ayant une résolution angulaire meilleure que $\alpha_{int} \lesssim 0{,}1°$ pourrait distinguer les différents modèles (en cas d'observation). En revanche la résolution $\alpha_{int} = 0{,}02°$ n'offre pas un gain remarquable par rapport à $\alpha_{int} = 0{,}1°$, car le facteur astrophysique est alors réduit d'un facteur 3 à 10 (le flux le sera tout autant), et le comportement est très similaire.

La figure 6.15 illustre l'impact de la distance de la galaxie naine par rapport à la Terre sur le facteur astrophysique. La plage de variation choisie pour la distance correspond à celle observée pour les galaxies naines sphéroïdes de notre Galaxie (voir le tableau page 180). Plus la galaxie est proche, plus le facteur astrophysique est élevé.

Enfin, l'effet de la présence de sous-structures dans les galaxies naines sur le facteur astrophysique a été étudié. Pour cela, une fraction arbitraire $f = 20\%$ de la masse du halo de la

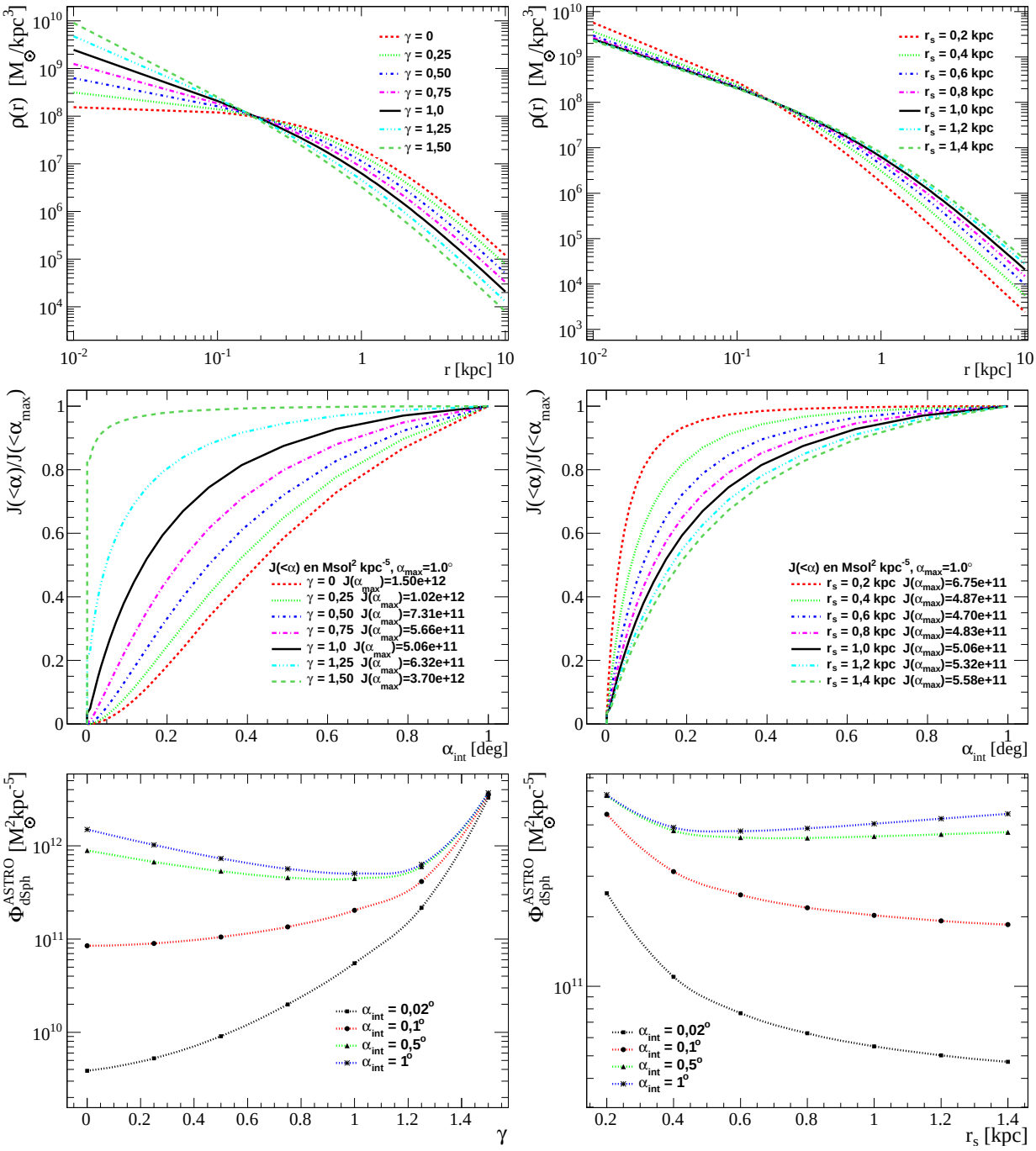


FIGURE 6.13 – *Influence des paramètres r_s et γ du profil de densité de la galaxie naine générique sur le facteur astrophysique.* (haut) *Profil de densité massique de la galaxie en fonction de la distance au centre.* (milieu) *Calcul cumulatif du facteur astrophysique en fonction de l'angle d'ouverture de l'angle solide.* (bas) *Facteur astrophysique calculé pour quatre résolutions angulaires, en fonction du paramètre étudié.*

galaxie naine a été répartie sous forme de sous-halos, dont la distribution spatiale suit la forme du profil de densité de la naine. Soit le facteur de boost défini comme suit :

$$B = \frac{(1-f)^2 \cdot \Phi^{ASTRO}_{\mathrm{dSph}} + \langle \Phi^{ASTRO}_{sh} \rangle}{\Phi^{ASTRO}_{\mathrm{dSph}}} \,, \tag{6.19}$$

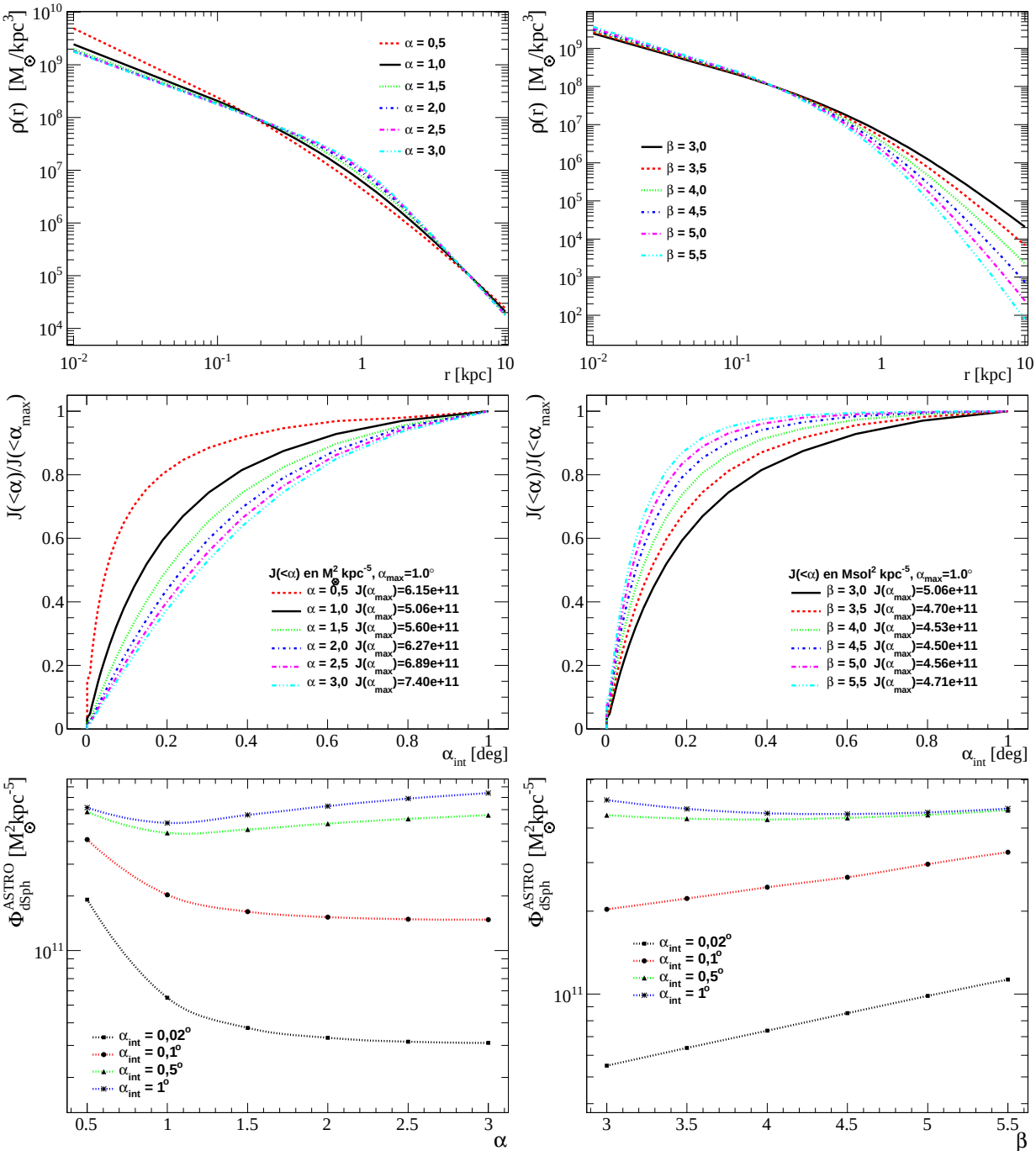


FIGURE 6.14 – *Influence des paramètres α et β du profil de densité de la galaxie naine générique (idem figure 6.13).*

où $\Phi_{\rm dSph}^{ASTRO}$ est le facteur astrophysique calculé sans sous-structures et $\langle\Phi_{sh}^{ASTRO}\rangle$ est la contribution au facteur astrophysique issue des sous-structures. Le facteur de boost B quantifie l'augmentation obtenue en introduisant des sous-halos. Il est tracé sur la figure 6.16 dans le cas où les paramètres r_s et γ sont autorisés à varier. Le facteur $\langle\Phi_{sh}^{ASTRO}\rangle$ est calculé avec l'équation 6.13. Le profil de densité des sous-halos est pris de type NFW97. Pour un angle d'intégration de 0,1°, le facteur de boost ne dépasse pas l'unité (les sous-structures seront donc négligés pour l'expérience H.E.S.S.), en revanche pour un angle d'intégration de 1°, il est possible d'obtenir une augmentation de 150% du facteur astrophysique. Ces prédictions dépendent des paramètres de

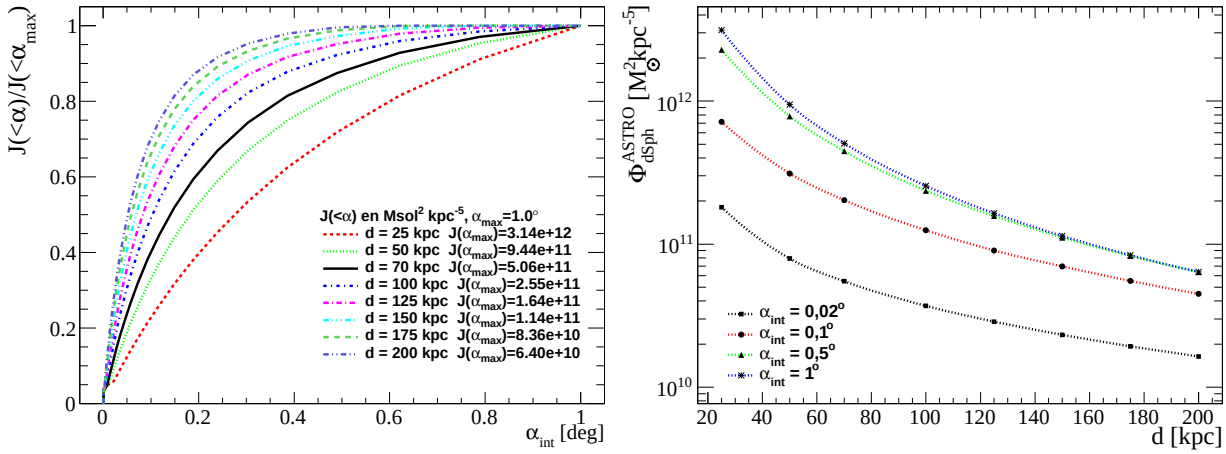


FIGURE 6.15 – *Impact de la distance de la galaxie naine générique par rapport à la Terre sur le facteur astrophysique.* (gauche) *Calcul cumulatif du facteur astrophysique en fonction de l'angle d'ouverture de l'angle solide.* (droite) *Facteur astrophysique calculé pour quatre résolutions angulaires, en fonction de la distance.*

la distribution de matière noire, le cas présenté est le plus simple.

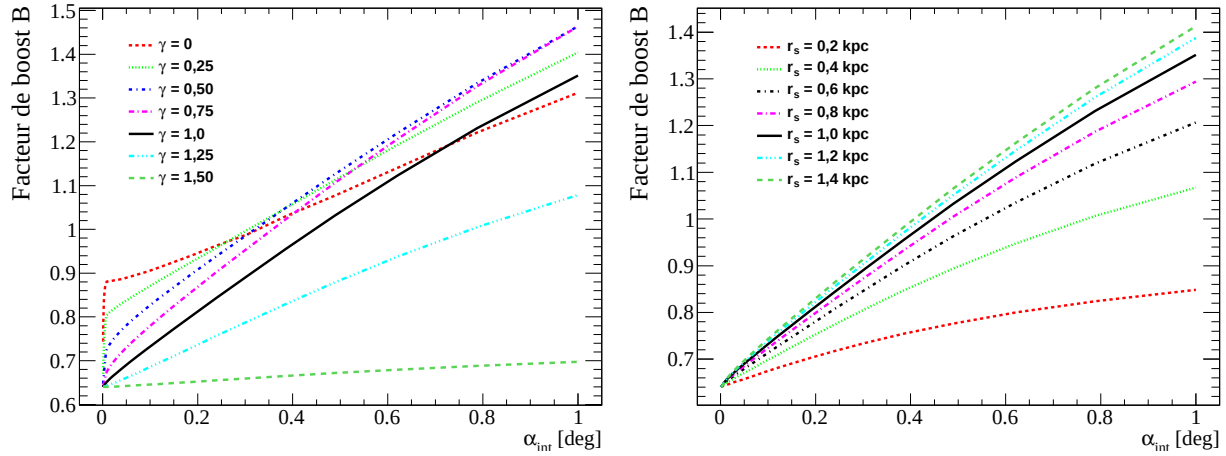


FIGURE 6.16 – *Facteur de boost B obtenu en fonction de l'angle d'intégration :* (gauche) *pour différentes valeurs du paramètre γ,* (droite) *pour différentes valeurs de r_s.*

6.5 Sensibilité du détecteur H.E.S.S.

Le réseau de télescopes H.E.S.S. observe les rayons γ de très haute énergie. Son fonctionnement a été présenté dans le chapitre 4, et les méthodes d'analyse des données dans le chapitre 5. Sa sensibilité actuelle est confrontée au signal attendu en provenance de l'annihilation de particules de matière noire dans la Galaxie, en utilisant les résultats de notre simulation semi-analytique.

Le signal des détecteurs au sol est dominé par les fonds hadroniques et électroniques. Pour les sources ponctuelles, ces fonds sont soustraits en appliquant les méthodes abordées dans le

chapitre 5 au paragraphe 5.2.1. Ces méthodes consistent à évaluer le bruit de fond dans des régions du champ de vue du détecteur, distincts de la région source. Dans le cas d'une émission diffuse, il n'est pas possible d'utiliser une démarche similaire, la région source s'étendant sur tout le champ de vue. Pour soustraire les fonds, deux méthodes sont envisageables. La première consiste à observer une région du ciel où il n'est pas attendu de signal diffus, afin de soustraire les deux champs de vue observés. Cette méthode est délicate, car les effets systématiques dus aux conditions expérimentales ont des incertitudes de l'ordre de ∼15% pour H.E.S.S. (voir le chapitre 5). La deuxième méthode repose sur la modélisation des bruits de fond et du signal diffus. Ces signaux modélisés sont ensuite ajustés aux observations. Cette seconde méthode suppose que le comportement et la réponse de l'instrument sont très bien connus, en particulier vis-à-vis des conditions météorologiques, et du bruit de fond de ciel par exemple.

La significativité d'un signal est définie comme le nombre d'événements en excès par rapport au fond, divisé par la déviation standard de ce fond. Li et Ma (1983) ont précisé la définition de la significativité dans le cas de l'observation de photons de haute énergie, en raison de leur faible nombre en proportion du nombre d'événements de fond associés à des événements hadroniques ou électroniques. Pour calculer cette significativité, il faut connaitre le nombre d'événements en direction de la source $N_{\rm on}$, qui contient aussi bien les événements en provenance de la source $N_{\rm exces}$ que des événements issus du fond $N_{\rm off}$ ($N_{\rm on} = N_{\rm exces} + N_{\rm off}$).

Le nombre de photons attendus dans un détecteur $N_{\rm exces}$ issus de l'annihilation de particules de matière noire (MN) peut s'exprimer par la relation :

$$N_{\rm exces} = T_{\rm obs}^{\rm on} \int \mathcal{A}_{\rm eff}^{\rm on}(E_\gamma) \, \frac{{\rm d}\Phi_{\rm MN}}{{\rm d}E_\gamma} \, {\rm d}E_\gamma \, , \tag{6.20}$$

où $T_{\rm obs}^{\rm on}$ est le temps d'observation de la région étudiée, $\mathcal{A}_{\rm eff}^{\rm on}$ est l'aire effective du détecteur vis-à-vis des photons et ${\rm d}\Phi_{\rm MN}/{\rm d}E_\gamma$ est le flux différentiel de photons émis. En ce qui concerne les bruits de fond, ils sont de différentes natures, selon le type d'objet observé. Le nombre d'événements de bruit de fond s'exprime comme :

$$N_{\rm off} = T_{\rm obs}^{\rm off} \int \sum_{\text{fond } i} \mathcal{A}_{\rm eff}^{i}(E_\gamma) \, \frac{{\rm d}\Phi_i}{{\rm d}E_\gamma} \, {\rm d}E_\gamma \, , \tag{6.21}$$

où $T_{\rm obs}^{\rm off}$ est le temps d'observation associé à la région où les fonds seront calculés, $\mathcal{A}_{\rm eff}^{i}$ est l'aire effective du détecteur évaluée pour ces fonds et ${\rm d}\Phi_i/{\rm d}E_\gamma$ leurs spectres. Nous définirons ainsi deux significativités, selon que le signal recherché est sous forme diffuse ou sous forme de source ponctuelle, car les bruits de fond considérés ne seront pas les mêmes.

Le fond d'événements identifiés comme étant des rayons γ par le détecteur H.E.S.S., a un flux qui peut être modélisé par la formule suivante :

$$\frac{{\rm d}\Phi_{\text{fond H.E.S.S.}}}{{\rm d}E_\gamma}(E_\gamma, \Delta\Omega) = 1,25 \times 10^{-12} \times \frac{\Delta\Omega}{2\pi\left[1 - \cos(\alpha_{exp})\right]} \times \left(\frac{E_\gamma}{1\,{\rm TeV}}\right)^{-2,27} \, [{\rm cm}^{-2} \cdot {\rm s}^{-1} \cdot {\rm TeV}^{-1}] \, , \tag{6.22}$$

où $\Delta\Omega$ est l'angle solide considéré et α_{exp} la résolution angulaire de l'instrument (notons que $\Delta\Omega$ n'est pas l'angle solide associé à la résolution angulaire de l'instrument, il est choisi en fonction du type de source étudiée). Ce flux a été calculé à partir des observations réalisées sur la nébuleuse du Crabe (Aharonian et al., 2006f), pour un jeu de coupures standard avec

l'analyse *Model* (voir le chapitre 5). Il contient des électrons, principalement à basse énergie (Aharonian et al., 2008a), et des hadrons, ainsi que des rayons γ diffus dont la contribution sera négligée en regard du nombre important de hadrons et d'électrons. Cette formule est une valeur approchée qui nous permettra d'estimer l'ordre de grandeur du nombre de photons de fond $N_{\rm off}$. Lors de leur propagation, les particules chargées sont déviées. Ce processus de diffusion a pour conséquence que les flux de hadrons et d'électrons observés sur Terre sont isotropes. Le flux présenté dans l'équation 6.22 pourra ainsi être utilisé pour toutes les régions du ciel. L'aire effective associée à ce fond sera l'aire effective calculée pour des rayons γ, car les événements sont identifiés comme étant des rayons γ s'ils passent les coupures, et le spectre a été reconstruit de cette façon.

6.5.1 Du facteur astrophysique au flux de rayons γ

Le flux de rayons γ émis par l'annihilation de particules de matière noire est le produit du facteur astrophysique, calculé dans la simulation, par un terme décrivant la phénoménologie de la matière noire :

$$\frac{\mathrm{d}\Phi^{\rm PP}}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma) = \frac{1}{4\pi}\frac{\langle\sigma_{ann}v\rangle}{2m_\chi^2}\cdot\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)\,. \tag{6.23}$$

Les valeurs de référence des différents paramètres intervenant dans cette équation ont été discutés dans les chapitres 2 et 3 (voir le paragraphe 3.3.2 pour plus de détails). La section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse relative des particules $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ est prise égale à $\sim 10^{-26}\,\mathrm{cm^3\,s^{-1}}$ pour satisfaire la valeur mesurée de la densité relique de matière noire (voir page 43). La masse des particules de matière noire m_χ est comprise entre 1 GeV et 100 TeV (voir page 62). Enfin, le spectre de production de rayons γ émis lors de l'annihilation de particules de matière noire est exprimé de manière extensive dans l'équation 3.24, et sera approximé par le paramétrage de Bergström et al. (1998) (voir page 70). La contribution du rayonnement Bremsstrahlung interne au spectre de rayons γ ne sera ajoutée que dans le cas de l'étude des galaxies naines sphéroïdes au chapitre 7. En effet, le spectre induit dépend fortement du modèle de physique des particules choisi pour décrire la matière noire, et notre simulation a pour vocation d'être la plus générique possible.

L'unité du spectre différentiel $\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}E_\gamma(E_\gamma,\Delta\Omega)$ présenté dans l'équation 6.1 est $[\mathrm{cm^{-2}\cdot s^{-1}\cdot TeV^{-1}}]$. Le facteur astrophysique $\Phi^{\rm ASTRO}(\Delta\Omega)$ est évalué en $[\mathrm{M_\odot^2\cdot kpc^{-5}}]$ dans la simulation. Le facteur de conversion pour passer en $[\mathrm{TeV^2\cdot cm^{-5}}]$ est égal à $\sim 4,44$. Le facteur de physique des particules est estimé en $[\mathrm{cm^3\cdot s^{-1}\cdot TeV^{-3}}]$.

6.5.2 Détection d'un sous-halo

Lorsqu'une sous-structure est résolue spatialement, sans être noyée dans le fond de photons issus des sous-structures de faible masse, il est possible d'appliquer les méthodes classiques de soustraction de fond. Les bruits de fond présents dans la région source (pour une source ponctuelle, la région source est associée à la résolution angulaire de l'instrument) sont ainsi

estimés dans des régions du champ de vue en dehors de la source. Pour une source ponctuelle, les bruits de fond sont les suivants :

- les événements identifiés comme des rayons γ par le détecteur, qui sont principalement des hadrons et des électrons,
- le fond diffus issu de la composante *lisse* du halo de matière noire,
- le fond diffus issu des sous-halos de matière noire non-résolus.

Nous supposerons que les contributions diffuses issues de l'annihilation de WIMPs ne varieront pas dans le champ de vue du détecteur, dont le rayon angulaire est de l'ordre de ~2,5°. Sur la figure 6.7, il est possible de constater que cette approximation n'est valable que pour des directions d'observation dont l'angle avec la direction du centre galactique est supérieure à $\gtrsim 40°$. En effet, en direction de la région du centre galactique, un fort gradient apparaît dû à la composante *lisse* du halo de matière noire.

La significativité du signal attendu peut s'exprimer par la formule suivante (Li et Ma, 1983) :

$$S = \sqrt{-2 \ln \lambda} \,, \tag{6.24}$$

$$\text{avec} \qquad \lambda = \left[\frac{\alpha}{1+\alpha} \cdot \left(\frac{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}}{N_{\text{on}}} \right) \right]^{N_{\text{on}}} \times \left[\frac{1}{1+\alpha} \cdot \left(\frac{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}}{N_{\text{off}}} \right) \right]^{N_{\text{off}}} \,, \tag{6.25}$$

où N_{on} et N_{off} sont respectivement les nombres d'évenements γ attendus en provenance du sous-halo de matière noire et des bruits de fond. Le facteur α correspond au rapport de l'aire de la région source dans le champ de vue du détecteur divisée par l'aire des différentes régions où seront estimés les bruits de fond. La plupart du temps, ce rapport est inférieur à $\gtrsim 1/5$. Nous choisirons $\alpha = 1/5$.

Nombre de photons N_{off}. Partant de l'équation 6.21, le nombre de photons, ou d'événements identifiés à des photons, peut être calculé simplement :

$$\begin{aligned}
N_{\text{off}} &= T_{\text{obs}}^{\text{off}} \int \sum_{\text{fond } i} \mathcal{A}_{\text{eff}}^{i}(E_\gamma) \, \frac{\mathrm{d}\Phi_i}{\mathrm{d}E_\gamma} \, \mathrm{d}E_\gamma & (6.26)\\
&= T_{\text{obs}}^{\text{off}} \int \mathcal{A}_{\text{eff}}^{\gamma}(E_\gamma) \left[\frac{\mathrm{d}\Phi_{\text{fond H.E.S.S.}}}{\mathrm{d}E_\gamma} + \frac{\mathrm{d}\Phi_{lisse}}{\mathrm{d}E_\gamma} + \frac{\mathrm{d}\Phi_{\text{sh } ana}}{\mathrm{d}E_\gamma} \right] \mathrm{d}E_\gamma & (6.27)\\
&= T_{\text{obs}}^{\text{off}} \times \left(\tau_{\text{off}}^{\text{fond H.E.S.S.}} + \tau_{\text{off}}^{lisse} + \tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana} \right) & (6.28)\\
&= N_{\text{off}}^{\text{fond H.E.S.S.}} + N_{\text{off}}^{lisse} + N_{\text{off}}^{\text{sh } ana} \,, & (6.29)
\end{aligned}$$

avec $T_{\text{obs}}^{\text{off}}$ le temps d'observation, et les flux différentiels respectivement associés aux bruits de fond précédemment cités. Ces bruits de fond sont calculés, dans le cas d'une source ponctuelle, pour un angle solide $\Delta\Omega = 1,0 \cdot 10^{-5} sr$. Il est nécessaire d'émettre de nombreuses hypothèses pour calculer les différents nombres $N_{\text{off}}^{\text{fond H.E.S.S.}}$, N_{off}^{lisse} et $N_{\text{off}}^{\text{sh } ana}$ (ou les taux $\tau_{\text{off}}^{\text{fond H.E.S.S.}}$, $\tau_{\text{off}}^{lisse}$ et $\tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana}$). Concernant l'aire effective, il faut spécifier le type d'analyse employée pour la reconstruction des événements, ainsi que les conditions expérimentales lors de la prise de données, à savoir :

- l'efficacité du système optique de l'instrument, qui, en pratique, est évaluée à l'aide des muons traversant le détecteur. L'efficacité globale sera prise égale à une valeur optimale : $\mu_{\text{eff}} = 12{,}4\%$.

– l'angle zénithal d'observation. Il sera choisi également de manière optimale : $\theta_{\rm zen} = 0°$.
– l'angle de décalage avec lequel est observé la source dans le champ de vue du détecteur. Une valeur générique est $\theta_{\rm offset} = 0,7°$.
– la taille de la source. Pour une source ponctuelle, la taille angulaire de la source $\theta_{\rm on}$ est prise égale à la résolution angulaire de l'instrument α_{exp}.

Avec ces paramètres, l'énergie seuil de l'instrument est de l'ordre de ∼100 GeV. Le taux d'événements attendus après coupures en provenance des bruits de fond hadronique et électronique est ainsi égal à (le taux est obtenu en intégrant l'équation 6.22 dans une partir de l'équation 6.27) :

$$\tau_{\rm off}^{\rm fond\ H.E.S.S.} \simeq 1{,}02 \cdot 10^{-2}\,{\rm Hz}\ . \tag{6.30}$$

Pour le calcul des spectres différentiels émis lors de l'annihilation de particules de matière noire, nous avons défini un modèle de référence pour lequel les paramètres de la simulation sont pris par défaut (cela concerne les distributions spatiales et en masse des sous-structures, la valeur de la masse minimale des sous-structures, les profils des halos de matière noire, aussi bien pour la composante lisse que pour les sous-halos). Certains de ces paramètres seront modifiés (en particulier la masse minimale des sous-structures M_{min}, l'indice α_M intervenant dans la distribution en masse des sous-halos, le profil de densité de la composante *lisse* et des sous-halos $\rho_{\rm sh\ et\ \mathit{lisse}}(r)$), afin d'évaluer la dispersion du facteur astrophysique due aux incertitudes issues des simulations N-corps. La masse maximale des sous-structures qui contribueront au fond diffus est déterminée par la masse du sous-halo étudié. Le facteur astrophysique est calculé pour deux directions éloignées de la région du centre galactique ($\psi = 40°$ et $\psi = 120°$), où de forts gradients sont présents (voir à ce titre le paragraphe 6.4.1). Enfin, la masse des particules de matière noire est prise égale à 1 TeV, leur section efficace d'annihilation est $\langle\sigma_{ann}v\rangle = 3 \cdot 10^{-26}\,{\rm cm^3\,s^{-1}}$, et leur spectre d'annihilation est celui proposé par Bergström et al. (1998).

Les taux d'événements calculés sont récapitulés dans le tableau 6.4. Il est immédiatement apparent que les taux d'événements attendus en provenance de l'annihilation de particules de matière noire sont de plusieurs ordres de grandeur inférieurs au taux d'événements de types hadronique et électronique. La dispersion observée est environ de deux ordres de grandeur pour le taux en provenance des sous-halos, et de l'ordre de 30% pour la composante *lisse*. De plus, face à la dispersion globale des valeurs, la variation apportée par le choix de la masse maximale des sous-halos non résolus (dans l'intervalle $[10^4\,{\rm M_\odot}; 10^6\,{\rm M_\odot}]$) est négligeable.

Galaxies naines sphéroïdes. Le calcul du facteur astrophysique en provenance de galaxies naines sphéroïdes génériques a été présenté dans le paragraphe 6.4.3. Afin d'évaluer la sensibilité du détecteur H.E.S.S. vis-à-vis de ces galaxies, le nombre de photons attendus dans la région source doit être évalué :

$$N_{\rm on} = N_{\rm off} + N_{\rm dSph} \tag{6.31}$$

$$= T_{\rm obs}^{\rm on} \times \left(\tau_{\rm off}^{\rm fond\ H.E.S.S.} + \tau_{\rm off}^{\mathit{lisse}} + \tau_{\rm off}^{\rm sh\ \mathit{ana}} + \tau_{\rm on}^{\rm dSph}\right)\ , \tag{6.32}$$

où $N_{\rm off}$ est le nombre de photons de fond, $N_{\rm dsph}$ le nombre de photons en excès émis par la galaxie naine, et $T_{\rm obs}^{\rm on}$ le temps d'observation de la région source. Les taux d'événements en provenance des fonds $\tau_{\rm off}^{\rm fond\ H.E.S.S.}$, $\tau_{\rm off}^{\mathit{lisse}}$ et $\tau_{\rm off}^{\rm sh\ \mathit{ana}}$ sont résumés dans le tableau 6.4. Les taux d'événements $\tau_{\rm on}^{\rm dSph}$ en provenance d'une galaxie naine générique sont résumés dans le tableau 6.5. Les

$\psi = 40°$				
Paramètres	$\tau_{\text{off}}^{lisse}$ (Hz)	$\tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana}$ (Hz) [10^4 M$_\odot$]	$\tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana}$ (Hz) [10^5 M$_\odot$]	$\tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana}$ (Hz) [10^6 M$_\odot$]
(défaut)	$2{,}11 \cdot 10^{-8}$	$4{,}36 \cdot 10^{-8}$	$4{,}69 \cdot 10^{-8}$	$4{,}97 \cdot 10^{-8}$
$M_{min} = 10^{-12}$ M$_\odot$	$2{,}10 \cdot 10^{-8}$	$6{,}08 \cdot 10^{-8}$	$6{,}41 \cdot 10^{-8}$	$6{,}70 \cdot 10^{-8}$
$M_{min} = 10^{-4}$ M$_\odot$	$2{,}11 \cdot 10^{-8}$	$3{,}48 \cdot 10^{-8}$	$3{,}81 \cdot 10^{-8}$	$4{,}10 \cdot 10^{-8}$
$\alpha_M = 1{,}8$	$2{,}22 \cdot 10^{-8}$	$5{,}80 \cdot 10^{-9}$	$7{,}15 \cdot 10^{-9}$	$8{,}63 \cdot 10^{-9}$
$\alpha_M = 2{,}0$	$1{,}49 \cdot 10^{-8}$	$4{,}85 \cdot 10^{-7}$	$4{,}93 \cdot 10^{-7}$	$4{,}97 \cdot 10^{-7}$
$\rho_{\text{sh et } lisse}(r)$ = NFW97	$1{,}88 \cdot 10^{-8}$	$6{,}34 \cdot 10^{-9}$	$7{,}19 \cdot 10^{-9}$	$7{,}85 \cdot 10^{-9}$
$\psi = 120°$				
Paramètres	$\tau_{\text{off}}^{lisse}$ (Hz)	$\tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana}$ (Hz) [10^4 M$_\odot$]	$\tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana}$ (Hz) [10^5 M$_\odot$]	$\tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana}$ (Hz) [10^6 M$_\odot$]
(défaut)	$2{,}76 \cdot 10^{-9}$	$1{,}63 \cdot 10^{-8}$	$1{,}76 \cdot 10^{-8}$	$1{,}87 \cdot 10^{-8}$
$M_{min} = 10^{-12}$ M$_\odot$	$2{,}75 \cdot 10^{-9}$	$2{,}73 \cdot 10^{-8}$	$2{,}40 \cdot 10^{-8}$	$2{,}51 \cdot 10^{-8}$
$M_{min} = 10^{-4}$ M$_\odot$	$2{,}77 \cdot 10^{-9}$	$1{,}30 \cdot 10^{-8}$	$1{,}43 \cdot 10^{-8}$	$1{,}54 \cdot 10^{-8}$
$\alpha_M = 1{,}8$	$2{,}91 \cdot 10^{-9}$	$2{,}19 \cdot 10^{-9}$	$2{,}68 \cdot 10^{-9}$	$3{,}23 \cdot 10^{-9}$
$\alpha_M = 2{,}0$	$1{,}95 \cdot 10^{-9}$	$1{,}82 \cdot 10^{-7}$	$1{,}85 \cdot 10^{-7}$	$1{,}87 \cdot 10^{-7}$
$\rho_{\text{sh et } lisse}(r)$ = NFW97	$2{,}63 \cdot 10^{-9}$	$2{,}47 \cdot 10^{-9}$	$2{,}70 \cdot 10^{-9}$	$2{,}94 \cdot 10^{-9}$

TABLE 6.4 – *Taux d'événements attendus dans une angle solide $\Delta\Omega = 10^{-5}$ sr en provenance de l'annihilation de matière noire : $\tau_{\text{off}}^{lisse}$ et $\tau_{\text{off}}^{\text{shana}}$ sont respectivement les taux d'événements émis par la composante* lisse *du halo de matière noire Galactique, et par les sous-structures non résolues. La masse maximale des sous-structures non résolues est indiquée entre crochets. Le calcul a été fait pour deux directions ψ dans les coordonnées galactiques. Le choix des paramètres par défaut est indiqué dans le texte ($m_\chi = 1$ TeV et $\langle\sigma_{ann}v\rangle = 3 \cdot 10^{-26}$ cm^3 s^{-1}).*

paramètres r_s et γ entrant dans l'expression du profil de densité de la galaxie ont été amenés à varier, ainsi que la distance d de la naine par rapport à la Terre (l'impact des paramètres α et β vus page 165 n'ayant qu'une faible influence sur le facteur astrophysique, ils ne seront pas considérés ici). Rappelons que le taux d'événements est calculé de la façon suivante :

$$\tau_{\text{on}}^{\text{dSph}} = \frac{1}{4\pi}\frac{\langle\sigma_{ann}v\rangle}{2m_\chi^2} \cdot \Phi_{\text{dSph}}^{\text{ASTRO}}(\Delta\Omega) \int \mathcal{A}_{\text{eff}}^{\text{on}}(E_\gamma) \cdot \frac{\text{d}N_\gamma}{\text{d}E_\gamma}(E_\gamma)\,\text{d}E_\gamma\ , \tag{6.33}$$

avec un angle solide $\Delta\Omega$ correspondant à la résolution angulaire de H.E.S.S. (~0,1°). L'aire effective est la même que pour les fonds. Le temps d'observation T_{obs} requis pour l'observation d'une galaxie naine avec une significativité $S = 5$ est représenté sur la figure 6.17 en fonction des paramètres d, γ et r_s. Le nombre de photons de fond N_{off} est largement dominé par les fonds

d (kpc)	τ_{dSph} (Hz)	γ	τ_{dSph} (Hz)	r_s (kpc)	τ_{dSph} (Hz)
25	$8{,}80 \cdot 10^{-7}$	0	$1{,}04 \cdot 10^{-7}$	0,2	$6{,}83 \cdot 10^{-7}$
50	$3{,}83 \cdot 10^{-7}$	0,25	$1{,}10 \cdot 10^{-7}$	0,4	$3{,}86 \cdot 10^{-7}$
70	$2{,}49 \cdot 10^{-7}$	0,50	$1{,}29 \cdot 10^{-7}$	0,6	$3{,}06 \cdot 10^{-7}$
100	$1{,}54 \cdot 10^{-7}$	0,75	$1{,}66 \cdot 10^{-7}$	0,8	$2{,}69 \cdot 10^{-7}$
125	$1{,}11 \cdot 10^{-7}$	1,00	$2{,}49 \cdot 10^{-7}$	1,0	$2{,}49 \cdot 10^{-7}$
150	$8{,}59 \cdot 10^{-8}$	1,25	$5{,}10 \cdot 10^{-7}$	1,2	$2{,}36 \cdot 10^{-7}$
175	$6{,}79 \cdot 10^{-8}$	1,50	$4{,}36 \cdot 10^{-6}$	1,4	$2{,}27 \cdot 10^{-7}$
200	$5{,}52 \cdot 10^{-8}$	–	–	–	–

TABLE 6.5 – *Tableau récapitulant les taux d'événements attendus en provenance de l'annihilation de matière noire dans des galaxies naines sphéroïdes génériques, dont les paramètres ont été décrits dans le paragraphe 6.4.3 (en prenant $m_\chi = 1$ TeV et $\langle\sigma_{ann}v\rangle = 3 \cdot 10^{-26}$ cm^3 s^{-1}).*

hadronique et électronique. Les fonds présentés dans le tableau 6.4 produits par l'annihilation de particules de matière noire n'ont pas d'influence sur le calcul du temps d'observation. Le calcul est réalisé pour des neutralinos de 1 TeV et 10 TeV. H.E.S.S. est plus sensible à un neutralino de 1 TeV. Pour une galaxie naine générique (d = 70 kpc, $(\alpha,\beta,\gamma) = (1,3,1)$, r_s = 1 kpc) le temps d'observation nécessaire obtenu est de $\sim 10^9$ heures (m_χ = 1 TeV). Ce temps est considérable comparé au nombre d'heures d'observation de H.E.S.S. par an, qui est de l'ordre de $\sim$1000 heures.

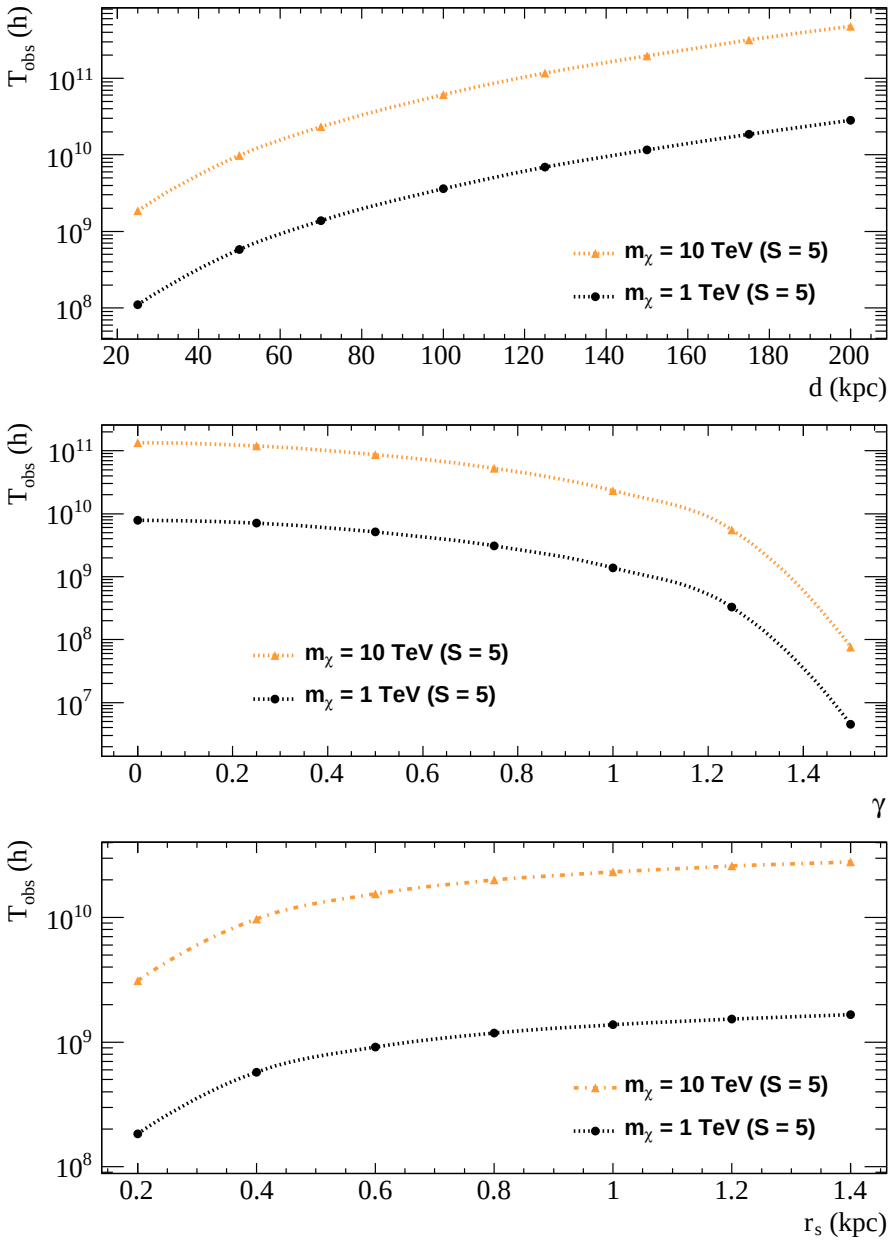


FIGURE 6.17 – *Temps d'observation d'une galaxie naine nécessaire pour avoir une significativité S = 5. Ce temps est représenté en fonction des paramètres décrivant le profil de densité massique de la naine r_s* (bas) *et γ* (milieu)*, et en fonction de sa distance par rapport à la Terre* (haut).

En considérant que H.E.S.S. n'observe pas d'excès en provenance d'une galaxie naine au bout d'un temps d'observation T_{obs} = 50 h (ce qui est raisonnable, par rapport au temps d'ob-

servation attendu), il est alors possible de placer des contraintes dans le plan des paramètres supersymétriques $\left(m_\chi, \langle\sigma_{ann}v\rangle\right)$, avec la relation suivante dérivée des équations 6.32 et 6.33 :

$$\langle\sigma_{ann}v\rangle = \frac{8\pi\, N_{\mathrm{dSph}}}{T_{\mathrm{Obs}} \cdot \Phi^{\mathrm{ASTRO}}_{\mathrm{dSph}}} \cdot \frac{m_\chi^2}{\int \mathcal{A}^{\mathrm{on}}_{\mathrm{eff}}(E_\gamma) \cdot \frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)\, \mathrm{d}E_\gamma} \,. \tag{6.34}$$

L'influence du choix des paramètres r_s et γ sur le pouvoir d'exclusion des modèles supersymétriques est montrée sur la figure 6.18, qui trace la limite supérieure à 95% de degré de confiance en fonction de la masse du neutralino. La courbe en trait plein noire illustre le cas des paramètres de la galaxie naine générique pris par défaut. La zone hachurée montre l'incertitude liée au choix du paramètre γ, et la zone grisée l'influence du paramètre r_s. La limite d'exclusion peut varier de près de deux ordres de grandeur selon les paramètres choisis. La zone bleue représente la région des modèles supersymétriques classiques.

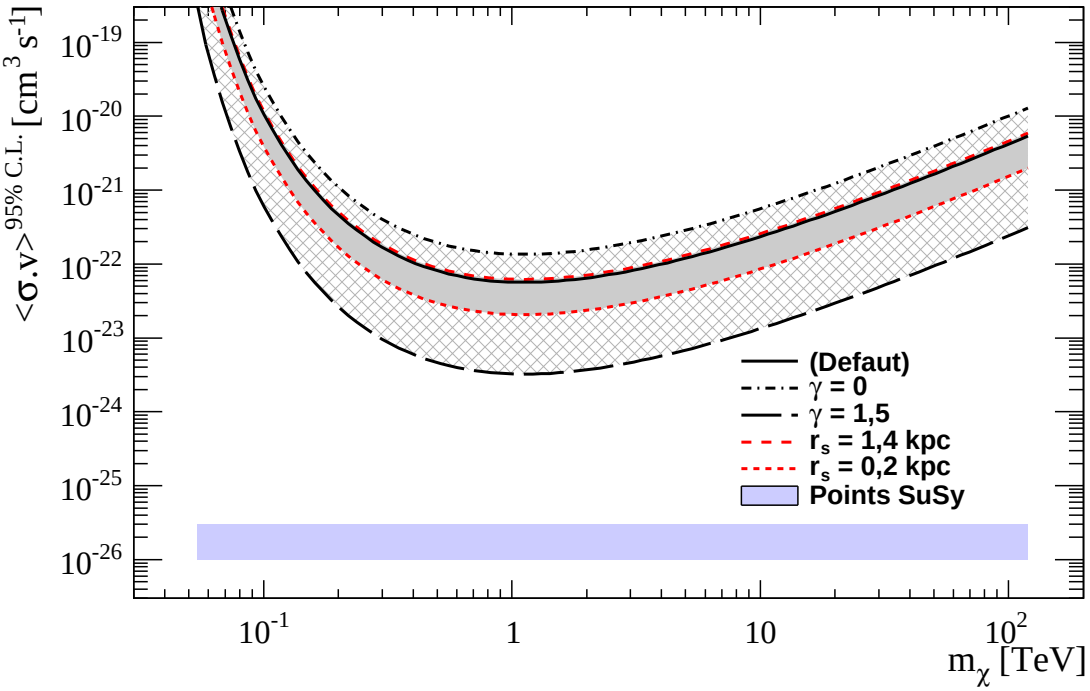


FIGURE 6.18 – *Courbes d'exclusion à 95% de degré de confiance ($S = 2$) dans le plan des paramètres $\left(m_\chi, \langle\sigma_{ann}v\rangle\right)$, pour une non-observation au bout de 50 heures d'observation. La courbe en trait plein noir illustre le cas d'un profil de type NFW97, avec $r_s = 1$ kpc. Les courbes noires tiretées (zone hachurée) montrent l'influence du paramètre γ, tandis les courbes rouges tiretées concernent le paramètre r_s (zone grisée). La zone bleue montre la région des paramètres supersymétriques.*

Sous-halos ponctuels issus de la simulation. Le potentiel de détection avec l'expérience H.E.S.S. de sous-halos résolus moins massifs que les galaxies naines sphéroïdes ne sera pas étudié. En effet, le flux de rayons γ en provenance d'un sous-halo est environ proportionnel à sa masse (voir par exemple l'équation 6.10). Considérant l'étude précédante, qui montre que la sensibilité actuelle du détecteur H.E.S.S. est loin d'être suffisante pour détecter les galaxies naines (hébergeant les sous-halos les plus massifs de la Galaxie), l'étude des sous-halos moins massifs, dont la position est inconnue, sera par conséquent délaissée.

6.5.3 Détection d'un signal diffus

L'annihilation de particules de matière noire dans la Galaxie crée un signal diffus de rayons γ. Ce signal n'est pas isotrope, il dépend de l'angle polaire d'observation par rapport à la direction du centre galactique. Les composantes contribuant à ce signal sont le halo *lisse* et les sous-structures non résolues spatialement. Dans ce chapitre, nous n'appliquerons que la méthode ON-OFF pour l'identification de ces fonds (voir le chapitre 5).

La méthode ON-OFF consiste à estimer les bruits de fond présents dans un champ de vue en pointant l'instrument vers une région exempte de sources. Il semble clair qu'il ne sera ainsi pas possible d'extraire le flux diffus dans son ensemble, car il est présent pour toutes les directions de pointé. Cependant, le fond diffus issu de la matière noire n'est pas uniforme, il pourra être possible d'utiliser les gradients attendus. Pour une observation de type ON-OFF, α est le rapport entre le temps d'observation de la région ON ($T^{\rm on}_{\rm obs}$)et le temps d'observation de la région OFF ($T^{\rm on}_{\rm obs}$), ces temps sont calibrés au temps moyen d'observation pour une prise de données, à savoir ~28 minutes. Pour $\alpha \approx 1$, la significativité présentée dans l'équation 6.24 est approchée par :

$$S = \frac{N_{\rm on} - \alpha N_{\rm off}}{\sqrt{\alpha(N_{\rm on} + N_{\rm off})}} \tag{6.35}$$

$$= \sqrt{T^{\rm on}_{\rm obs}} \frac{\tau_{\rm on} - \tau_{\rm off}}{\sqrt{\alpha \cdot \tau_{\rm on} + \tau_{\rm off}}} , \tag{6.36}$$

où $\tau_{\rm on}$ et $\tau_{\rm off}$ sont respectivement les taux d'événements détectés en direction de la région ON et de la région OFF. Sur cette formule, la dépendance de la significativité avec la racine carrée du temps d'observation apparaît simplement. Une stratégie d'observation consisterait à observer une région proche du centre galactique pour la région ON et une région proche de l'anticentre galactique pour la région OFF. Nous estimerons ainsi le temps moyen d'observation $T^{\rm on}_{\rm obs}$ nécessaire pour obtenir une détection avec une significativité égale à $S = 5$.

La région OFF choisie se situe ainsi en direction de l'anticentre galactique ($\psi = 180°$, $\theta = 0°$), car c'est la direction pour laquelle les flux diffus de matière noire attendus sont les plus faibles. Pour la région ON, la direction du centre galactique n'est pas retenue, car de nombreux fonds astrophysiques y sont présents (Aharonian et al., 2006c). Nous effectuerons le calcul des taux attendus pour $\psi = 5°$ et $\psi = 15°$, avec les jeux de paramètres qui ont été discutés dans le paragraphe 6.5.2 (pour la distribution de matière noire). Toutes les décades de masse seront considérées pour le calcul du facteur astrophysique en provenance des sous-halos. En revanche, cette fois-ci, l'angle solide correspond au champ de vue de l'instrument, soit environ $\Delta\Omega \simeq 2\pi[1 - \cos(2°)] \simeq 4 \cdot 10^{-3}$. L'aire effective de l'instrument est calculée avec les contraintes suivantes :

- l'efficacité du système optique est idéale : $\mu_{\rm eff} = 12{,}4\%$,
- l'angle zénithal d'observation est idéal : $\theta_{\rm zen} = 0°$,
- l'angle de décalage est choisi de manière à obtenir l'aire effective moyenne de l'instrument sur le champ de vue total : $\theta_{\rm offset} \approx 1{,}5°$,
- la taille de la source est étendue (~1°).

Les taux d'événements en provenance des régions OFF et ON s'expriment ainsi comme la somme de la contribution du fond hadronique et électronique de H.E.S.S., de la composante

	ON : $\psi = 5°$		ON : $\psi = 15°$		OFF : $\psi = 180°$	
Paramètres	τ_{on}^{lisse} (Hz)	$\tau_{\text{on}}^{\text{sh } ana}$ (Hz)	τ_{on}^{lisse} (Hz)	$\tau_{\text{on}}^{\text{sh } ana}$ (Hz)	$\tau_{\text{off}}^{lisse}$ (Hz)	$\tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana}$ (Hz)
(défaut)	$2{,}36 \cdot 10^{-4}$	$6{,}57 \cdot 10^{-5}$	$4{,}45 \cdot 10^{-5}$	$3{,}89 \cdot 10^{-5}$	$6{,}70 \cdot 10^{-7}$	$5{,}96 \cdot 10^{-6}$
$M_{min} = 10^{-12}\,\text{M}_\odot$	$2{,}35 \cdot 10^{-4}$	$8{,}51 \cdot 10^{-5}$	$4{,}41 \cdot 10^{-5}$	$5{,}01 \cdot 10^{-5}$	$6{,}70 \cdot 10^{-7}$	$7{,}74 \cdot 10^{-6}$
$M_{min} = 10^{-4}\,\text{M}_\odot$	$2{,}37 \cdot 10^{-4}$	$5{,}53 \cdot 10^{-5}$	$4{,}45 \cdot 10^{-5}$	$3{,}28 \cdot 10^{-5}$	$6{,}74 \cdot 10^{-7}$	$5{,}06 \cdot 10^{-6}$
$\alpha_M = 1{,}8$	$2{,}48 \cdot 10^{-4}$	$1{,}72 \cdot 10^{-5}$	$4{,}67 \cdot 10^{-5}$	$1{,}01 \cdot 10^{-5}$	$7{,}09 \cdot 10^{-7}$	$1{,}56 \cdot 10^{-6}$
$\alpha_M = 2{,}0$	$1{,}67 \cdot 10^{-4}$	$5{,}83 \cdot 10^{-4}$	$3{,}13 \cdot 10^{-5}$	$3{,}43 \cdot 10^{-4}$	$4{,}75 \cdot 10^{-7}$	$5{,}32 \cdot 10^{-5}$
$\rho_{\text{sh et } lisse}(r)$ = NFW97	$1{,}48 \cdot 10^{-4}$	$1{,}13 \cdot 10^{-5}$	$3{,}30 \cdot 10^{-5}$	$6{,}70 \cdot 10^{-6}$	$6{,}40 \cdot 10^{-7}$	$1{,}03 \cdot 10^{-6}$

TABLE 6.6 – *Tableau récapitulant les taux d'événements attendus en provenance de l'annihilation de matière noire (composante* lisse *et sous-halos non résolus). Ces taux sont calculés dans trois directions : $\psi = 5°$, $\psi = 15°$ et $\psi = 180°$, pour différents jeux de paramètres de la simulation ($m_\chi = 1$ TeV et $\langle\sigma_{ann}v\rangle = 3 \cdot 10^{-26}\,\text{cm}^3\,\text{s}^{-1}$).*

lisse, et des sous-halos non-résolus :

$$\tau_{\text{off}} = \tau_{\text{off}}^{\text{fond H.E.S.S.}} + \tau_{\text{off}}^{lisse} + \tau_{\text{off}}^{\text{sh } ana} \tag{6.37}$$

$$\tau_{\text{on}} = \tau_{\text{off}}^{\text{fond H.E.S.S.}} + \tau_{\text{on}}^{lisse} + \tau_{\text{on}}^{\text{sh } ana} \,. \tag{6.38}$$

Le taux d'événements $\tau_{\text{off}}^{\text{fond H.E.S.S.}}$ calculé est égal à :

$$\tau_{\text{off}}^{\text{fond H.E.S.S.}} = 3{,}34 \text{ Hz} \,. \tag{6.39}$$

Les taux d'événements en provenance de l'annihilation de matière noire sont récapitulés dans le tableau 6.6, pour les trois directions considérées ($\psi = 5°$, $\psi = 15°$ et $\psi = 180°$), avec différents jeux de paramètres choisis pour décrire la distribution de la matière noire. La dispersion des taux observés autour de la valeur nominale (paramètres pris par défaut) est de l'ordre d'un ordre de grandeur pour les sous-halos, et de ∼30% pour la composante *lisse*. Nous avons ainsi tracé sur la figure 6.19 la significativité obtenue en fonction du temps d'observation pour $\alpha = 1$. Les courbes et la zone vertes se rapportent à la direction d'observation $\psi = 5°$, tandis que les courbes noires et la zone quadrillée concernent la direction $\psi = 15°$. Les courbes en trait plein illustrent le modèle où les paramètres sont choisis par défaut. Pour donner une idée de la dispersion attendue, seuls les deux modèles donnant les valeurs minimales et maximales ont été représentés (respectivement le modèle où, tous paramètres étant choisis par défaut par ailleurs, les profils de densité sont de type NFW97, et le modèle où $\alpha_M = 2.0$). Pour une observation de type ON-OFF dans la direction $\psi = 5°$, le temps requis pour obtenir $S = 5$ est de l'ordre de : $T_{obs} \sim 10^7$ h ($T_{obs}^{\text{min}} \sim 2 \cdot 10^6$ h et $T_{obs}^{\text{max}} \sim 4 \cdot 10^7$ h). Dans la direction $\psi = 15°$, le temps d'observation est encore plus considérable : $T_{obs} \sim 2 \cdot 10^8$ h ($T_{obs}^{\text{min}} \sim 6 \cdot 10^6$ h et $T_{obs}^{\text{max}} \sim 8 \cdot 10^8$ h). Ces temps sont à comparer à la durée moyenne d'observation de H.E.S.S. par an, qui est de l'ordre de ∼1000 h.

Notons que les taux obtenus en provenance de l'annihilation de matière noire sur les différentes régions ON considérées sont bien inférieurs au taux minimal requis pour dépasser les erreurs systématiques de l'expérience H.E.S.S. (voir le chapitre 5). Il n'est pas envisageable actuellement de prétendre à une détection d'un signal diffus en provenance de la matière noire avec H.E.S.S., quand bien même un temps d'observation de 10^5 h serait accordé. De plus, les régions ON et OFF discutées ne sont nullement optimales pour la détection : il n'est pas possible d'observer deux régions aussi antagonistes que le centre et l'anticentre galactique avec deux prises de données consécutives, et demander de surcroit que les conditions d'observation

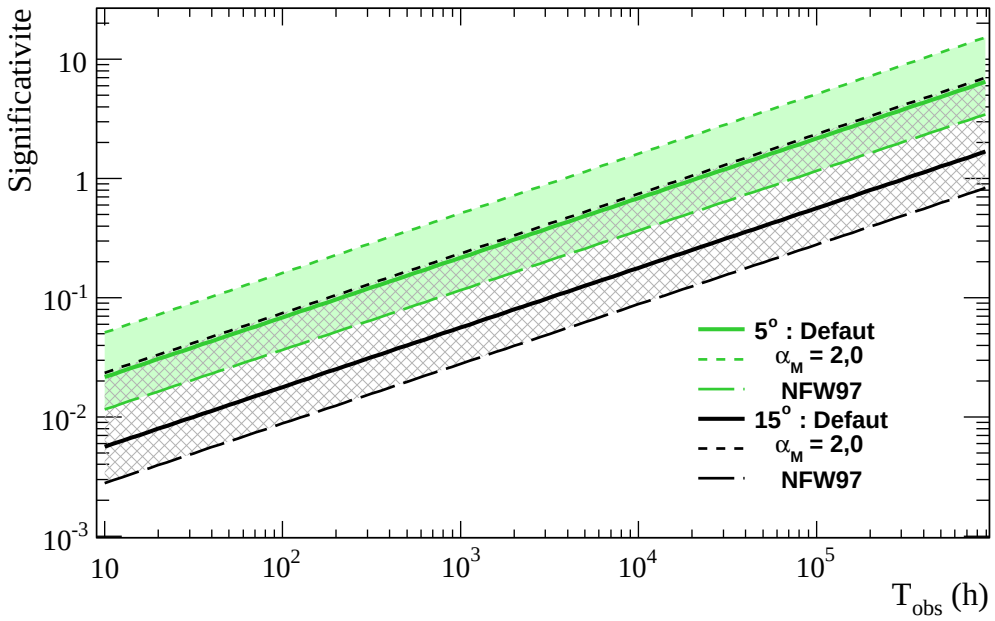


FIGURE 6.19 – *Significativité en fonction du temps d'observation, pour deux directions d'observations : $\psi = 5°$ et $\psi = 15°$. Le modèle pour lequel les paramètres de la simulation sont choisis par défaut est tracé en trait plein. Les zones quadrillées et ombrées représentent la dispersion attendue en fonction du choix des paramètres. Les modèles donnant les résultats minimaux et maximaux sont indiqués par des lignes tiretées.*

soient les mêmes (en particulier en ce qui concerne l'angle zénithal). En somme, bien qu'irréaliste, cette analyse donne un apperçu des difficultés présentes pour la détection d'une émission diffuse en provenance de la matière noire.

6.6 Conclusion

Un code public semi-analytique baptisé CLUMPY a été développé, qui permet de prédire le flux de rayons γ attendus en provenance de l'annihilation de particules de matière noire dans la Galaxie. Les paramètres décrivant la distribution de la matière noire sont issus principalement des simulations N-corps étudiant l'évolution des structures dans l'Univers. L'un des objectifs de la simulation CLUMPY est de fournir un outil rapide et modulable : les paramètres de la distribution de la matière noire peuvent être modifiés, ce qui permet d'étudier la variance des résultats attendus. En effet, la distribution de la matière noire prédite par les simulations N-corps présente une structure hiérarchique, des halos de différentes tailles et masses sont présents dans la Galaxie. L'influence de la résolution angulaire d'un intrument sur le potentiel d'identification de ces sous-structures a été présentée : plus la résolution angulaire est fine, plus le nombre de sous-structures résolues augmente. Cependant, l'étude du potentiel de détection des plus grosses sous-structures, les galaxies naines sphéroïdes, avec l'expérience H.E.S.S. nous indique que la sensibilité actuelle des instruments est encore trop faible pour pouvoir les détecter. Il en va de même pour la composante diffuse du signal issu de l'annihilation de la matière noire, trop ténu pour pouvoir être distingué des bruits de fond importants inhérents à cette méthode

de détection. L'arrivée d'une nouvelle génération de détecteurs au sol, tels que le projet CTA (*Cherenkov Telescope Array*, Wagner et al. 2009b) pourra peut être prétendre à la détection de la matière noire.

Chapitre 7

La Galaxie naine sphéroïde Carina

Les galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée sont des sources potentielles remarquables pour la détection de la matière noire. Ce sont des objets proches, dominés par la matière noire, et pour lesquels de nombreuses données astrophysiques existent. Ces galaxies contiennent des populations d'étoiles relativement vieilles (~6 Gyr), qui n'émettent pas de rayons γ par des processus astrophysiques standard. Elles sont souvent situées en dehors du plan galactique, et ne sont donc pas noyées par la contribution des sources astrophysiques (voir le sondage du plan galactique réalisé par l'expérience H.E.S.S., Chaves 2009). Après avoir présenté les galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée, et la démarche permettant d'évaluer leur contenu en matière noire, nous aborderons le cas plus spécifique de la galaxie naine sphéroïde Carina, puis les résultats des observations menées par H.E.S.S. sur cette galaxie.

7.1 Les galaxies naines sphéroïdes

Le groupe local regroupe plus d'une quarantaine de galaxies, dont deux galaxies spirales géantes (la Voie Lactée et la galaxie d'Andromède), et de nombreuses galaxies naines satellites. Les galaxies naines peuvent être de deux types : ce sont soit des objets sphéroïdes (voire elliptiques), soit des objets à caractère irrégulier. Toutes les galaxies naines ont des propriétés communes : elles ont par exemple tendance à être pauvres en métal, et ont une faible luminosité de surface (Mateo, 1998). Elles ont été largement étudiées, car leur proximité et leur grand nombre (23 à ce jour) offrent l'occasion d'étudier les processus d'évolution des galaxies, ainsi que les relations existant entre les populations d'étoiles et le milieu interstellaire. Les premières galaxies naines du groupe local ont été observées avec de simples plaques photographiques, cependant, la plupart d'entre elles n'ont été découvertes que récemment, avec l'arrivée de la technologie CCD. Leurs courbes de rotation ont permis de mettre à jour une composante de matière noire [1] .

1. Dans cette thèse, les galaxies naines irrégulières ne seront pas abordées. Il semblerait que ces dernières soient des galaxies naines sphéroïdes en devenir, en regard de leur dynamique et de leur contenu en étoiles et en gaz, cependant cette hypothèse reste discutée, voir par exemple Mateo 1998 et Grebel et al. 2003. Leur dynamique interne met également en évidence la présence de matière noire (van Eymeren et al., 2009).

	Galaxie	α_{2000} (hh:mm:ss)	δ_{2000} (hh:mm)	l (deg.)	b (deg.)	Distance (kpc)
1	Carina[a]	06:41:37	−50:58,0	260,1	−22,2	101
2	Draco[a]	17:20:19	+57:54,8	86,4	+37,7	80
3	Fornax[a]	02:39:59	−34:27,0	237,1	−65,7	138
4	Leo I[a]	10:08:27	+12:18,5	226,0	+49,1	250
5	Leo II[a]	11:13:29	+22:09,2	220,2	+67,2	205
6	Sagittarius[a]	18:55:03	−30:28,7	5,6	−14,1	24
7	Sculptor[a]	01:00:09	−33:45,5	287,5	−83,2	79
8	Sextans[a]	10:13:03	−01:36,9	243,5	+42,3	86
9	Ursa Minor[a]	15:09:11	+67:12,9	105,0	+44,8	66
10	Boötes 1[b]	14:00:06	+14:30,0	358,1	+69,6	60
11	Boötes 2[c]	13:58:00	+12:51,0	353,7	+68,9	60
12	Canes Venatici[d]	13:28:04	+33:33,3	74,3	+79,8	220
13	Canes Venatici II[e]	12:57:10	+34:19,3	113,6	+82,7	150
14	Coma Berenices[e]	12:26:59	+23:54,3	241,9	+83,6	44
15	Hercules[e]	16:31:02	+12:47,5	28,7	+36,9	140
16	Leo IV[e]	11:32:57	−00:32,0	265,4	+56,5	160
17	Leo V[f]	11:31:10	+02:13,2	261,9	+58,5	180
18	Leo T[g]	09:34:53	+17:03,1	214,9	+43,7	420
19	Segue 1[e]	10:07:04	+16:04,9	220,5	+50,4	23
20	Segue 2[h]	02:19:16	+30:10,5	149,4	−38,1	∼35
21	Ursa Major I[i]	10:34:53	+3:27,7	159,4	+54,4	100
22	Ursa Major II[j]	08:51:30	+63:07,8	152,5	+37,4	30
23	Willman 1[k]	10:49:22	+3:24,2	158,6	+56,8	45

Table 7.1 – *Coordonnées des galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée, et leurs distances par rapport au soleil (en kpc). Les coordonnées sont données dans le système équatorial J*2000,0 *(ascension droite α_{2000} et déclinaison δ_{2000}), et dans le système galactique (longitude l et latitude b). Les neuf premières galaxies découvertes sont citées en premier, suivies des 14 galaxies découvertes à partir de 2005. Les numéros indiqués dans la colonne de gauche permettent d'identifier la position de la galaxie sur la figure 7.1. Références : [a]Mateo (1998), [b]Belokurov et al. (2006), [c]Walsh et al. (2007), [d]Zucker et al. (2006b), [e]Belokurov et al. (2007), [f]Belokurov et al. (2008), [g] Irwin et al. (2007), [h]Belokurov et al. (2009), [i]Willman et al. (2005b), [j]Zucker et al. (2006a), [k]Willman et al. (2005a).*

7.1.1 Galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée

Les galaxies naines sphéroïdes sont les galaxies les moins lumineuses et les moins massives observées actuellement. Lorsqu'elles font partie d'un groupe, elles sont situées la plupart du temps à moins de 300 kpc d'une galaxie plus massive. Bien que les galaxies naines sphéroïdes aient des caractéristiques communes qui les distinguent des autres galaxies, il semble exister une continuité des propriétés entre les galaxies elliptiques, les galaxies sous forme de disque, les galaxies naines irrégulières et les galaxies naines sphéroïdes (Tolstoy et al., 2009). Les caractéristiques principales qui permettent d'identifier les galaxies naines sphéroïdes sont apportées par leur contenu en étoiles, et par l'absence de gaz interstellaire (Mateo, 1998).

Nombre. Les galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée détectées sont répertoriées dans le tableau 7.1, avec leurs coordonnées et une estimation de leur distance par rapport à la Terre. Les neuf premières, les plus brillantes, ont été découvertes à partir de plaques pho-

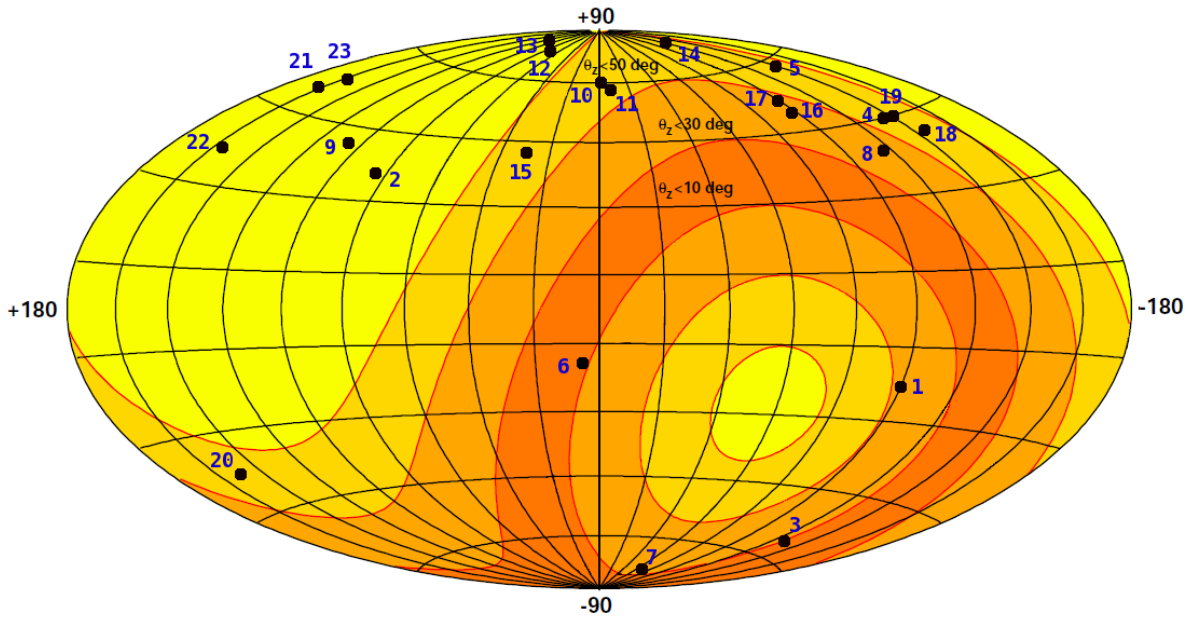


FIGURE 7.1 – *Figure illustrant la position des galaxies naines sphéroïdes dans le ciel, en coordonnées galactiques, selon une projection Hammer-Aitoff (voir page 145). Les numéros font référence au tableau 7.1. Les zones colorées indiquent le meilleur angle zénithal d'observation qu'il est possible d'avoir avec l'expérience H.E.S.S., pendant une année complète (adapté de Guy 2003). La zone orange foncé correspond à la zone observable à moins de* 10°*, tandis que la zone la plus claire ne peut être observée qu'à grand angle zénithal (*> 50°*).*

tographiques, tandis que les 14 dernières, qui présentent de faibles luminosités, ont été détectées à partir des données prises par SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*, York et al. 2000). La distribution dans le ciel de ces galaxies est montrée sur la figure 7.1, superposée à l'angle zénithal d'observation optimal de l'instrument H.E.S.S. au cours d'une année d'observation. Il a été vu dans le chapitre 4 que l'angle zénithal a une forte influence sur le taux d'événements détectés : plus l'angle zénithal est large, plus le seuil en énergie de l'instrument est élevé. Ainsi, les galaxies situées dans les régions dont l'angle zénithal d'observation est maximal seront préférées. Parmi les expériences au sol détectant les rayons γ de très haute énergie, seule l'expérience H.E.S.S. est située dans l'hémisphère sud. La couverture du ciel des autres instruments (comme VERITAS ou MAGIC) est ainsi complémentaire à celle de H.E.S.S.

La liste présentée n'est que temporaire : d'une part SDSS n'a observé qu'une partie du ciel, d'autre part, de nouveaux instruments plus sensibles sont en cours de développement. En effet, l'objectif du projet SDSS était de couvrir la région du pôle nord galactique, c'est-à-dire pour des latitudes galactiques supérieures à $b > 30°$. C'est la raison pour laquelle la plupart des galaxies satellites de faible luminosité connues sont concentrées dans cette région du ciel. Le projet SEGUE (*Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration*, Yanny et al. 2009), qui a pris la suite du projet SDSS, n'a pas encore réalisé une couverture complète du ciel.

La figure 7.2 représente la distance par rapport au soleil $R_{\rm comp}$ au-delà de laquelle une galaxie de magnitude $M_{\rm V}$ n'est plus détectée. Les galaxies connues sont représentées par des points

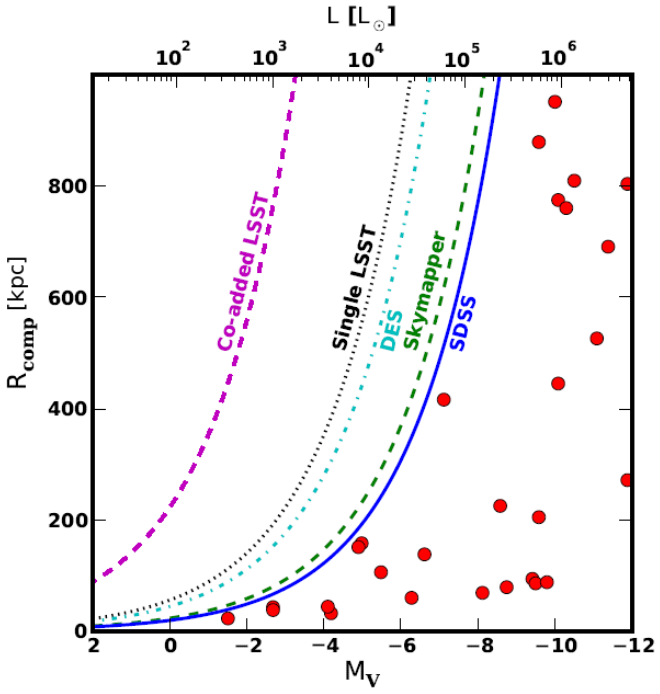


Figure 7.2 – *Distance maximale d'une galaxie par rapport au soleil, au-delà de laquelle une galaxie naine sphéroïde n'est plus détectée, en fonction de sa magnitude absolue. Les points représentent les galaxies naines actuellement connues du groupe local. Les courbes illustrent le potentiel de détection de LSST pour des temps d'exposition de* 24,5 *h (*Single LSST*), et de* 27,5 *h (*Co-added LSST*), pour DES et PanSTARRS pendant* 24 *h, et pour SkyMapper pendant* 22,6 *h (la figure est tirée de Tollerud et al. 2008).*

rouges. Les limites de différentes expériences sont tracées : pour SDSS et des expériences futures telles que LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*, Ivezic et al. 2008), DES (*Dark Energy Survey*, The Dark Energy Survey Collaboration 2005) et SkyMapper (Keller et al., 2007). En somme, le tableau 7.1 ne présente pas la liste exhaustive des galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée, mais l'état de l'art actuel des observations.

Composition. Les études des populations d'étoiles présentes dans les galaxies naines sphéroïdes ont été principalement réalisées sur les galaxies les plus brillantes. Orban et al. (2008) présentent ainsi la fraction de la masse totale des étoiles qui se sont formées à différentes périodes, pour les neuf premières galaxies du tableau 7.1. Ces galaxies sont dominées par des populations d'étoiles vieilles (> 10 Gyr) et/ou d'âge intermédiaire ($\lesssim$ 10 Gyr). Les systèmes qui se sont accrétés le plus tôt (avant 10 Gyr) sont les moins lumineux. Ils ont connu un épisode de formation d'étoiles au début de leur histoire, durant ou avant la période de réionisation (~13 Gyr), puis sont restés inactifs. Les galaxies naines sphéroïdes de la deuxième partie du tableau 7.1, ayant de très faibles luminosités, pourraient être ainsi de vieux objets. Les galaxies naines les plus lumineuses ont connu des épisodes de formation d'étoiles répétés au cours des dernières 10 Gyr (Li et al., 2010).

Les galaxies naines sphéroïdes sont dépourvues de gaz (aussi bien de gaz ionisé, de gaz moléculaire que de gaz atomique) : la fraction de la masse sous forme de gaz est inférieure à

$\lesssim$0,4% (Mateo, 1998). Cette absence soulève la question de la formation de ces galaxies : pour créer des étoiles, il a fallu qu'une grande quantité de gaz soit présente dans le passé, puis se soit ensuite échappée (Grebel et al., 2003). La période de réionisation de l'Univers pourrait avoir eu une influence sur ce phénomène : lors de la période de réionisation le gaz est chauffé, et tend à s'échapper (voir par exemple Gnedin 2000 pour une analyse de l'effet de la réionsiation sur la formation des structures).

Masse. Les galaxies naines sphéroïdes ne contenant pas de gaz, leur masse est estimée à partir de la dispersion des vitesses des étoiles qui les composent. Ces galaxies présentent des dispersions de vitesse relativement larges (> 5 km s^{-1}, Wolf et al. 2010), qui peuvent être expliquées à condition d'introduire une composante de matière noire. Ceci a été observé dès les années 80 (Aaronson, 1983). Le halo de matière noire qui englobe une galaxie naine s'étend bien au-delà du halo stellaire (Hayashi et al., 2003). Il est ainsi difficile d'évaluer la masse totale d'une galaxie naine sphéroïde. Elle se situe néanmoins dans l'intervalle $10^7 - 10^9\,\mathrm{M}_\odot$ (Wolf et al., 2010). La procédure permettant d'estimer le profil de densité massique de matière à partir de la dispersion des vitesses des étoiles est présentée ci-après.

7.1.2 Sources potentielles de matière noire

Dans le paradigme Λ-CDM (voir les chapitres 2 et 3), la matière noire est distribuée dans l'Univers sous forme de halos de différentes tailles. Le halo de matière noire entourant la Galaxie contiendrait ainsi des sous-structures, dont les plus massives hébergeraient les galaxies naines sphéroïdes. La fraction de sous-halos contenant des galaxies visibles n'est pas connue aujourd'hui, car la formation des étoiles à partir d'un gaz n'est pas réellement comprise et dépend de nombreux processus. De ce fait, les galaxies naines étant les plus petites galaxies observées, elles pourraient illustrer la limite théorique pour la masse de sous-structures menant à la formation de galaxies (Strigari et al., 2008).

Le profil de densité massique de ces galaxies est estimé de la façon suivante. La dynamique des galaxies naines sphéroïdes est décrite par analogie à des systèmes non collisionnels maintenus en équilibre par les effets de pression. En symétrie sphérique, l'équation de Jeans, reliant le potentiel gravitationnel à la dispersion des vitesse des traceurs et à leur densité spatiale, s'écrit de la manière suivante (voir par exemple Strigari et al. 2008 et Martinez et al. 2009) :

$$r\frac{d(\rho_\star\sigma_r^2)}{dr} = -\rho_\star\frac{GM(r)}{r} - 2\beta\rho_\star\sigma_r^2\,, \tag{7.1}$$

où $\rho_\star$ est la densité stellaire, σ_r la dispersion des vitesses radiale, et $\beta \equiv 1 - \sigma_\theta^2/\sigma_r^2$ le paramètre d'anisotropie des vitesses, avec σ_θ la dispersion des vitesses tangentielles. G est la constante de gravitation de Newton et $M(r)$ la masse totale du système, somme de la composante stellaire et de la composante matière noire. La dispersion des vitesses projetée le long de la ligne de visée s'écrit comme (Binney et Tremaine, 1987) :

$$\sigma_t = \frac{2}{I_\star(R)}\int_R^\infty \left(1 - \beta\frac{R^2}{r^2}\right)\frac{r\rho_\star\sigma_r^2}{\sqrt{r^2 - R^2}}dr\,, \tag{7.2}$$

avec R le rayon projeté sur le plan du ciel, et $I_\star(R)$ la distribution stellaire projetée, liée à $\rho_\star$. Il s'agit alors d'ajuster différentes fonctions pour reproduire la dispersion projetée des vitesses :

(i) le profil pour l'anisotropie des vitesses $\beta(r)$, (ii) le profil de densité massique stellaire $\rho_\star(r)$, et (iii) le profil de densité massique de matière noire $\rho(r)$. Le profil de densité massique stellaire est modélisé de façon standard par les profils de King (King, 1962) et de Plummer (Plummer, 1911). Pour un nombre suffisant d'étoiles, autrement dit, pour les galaxies naines sphéroïdes les plus brillantes, le profil de King est généralement utilisé :

$$\rho_\star^{\mathrm{king}}(r) = \frac{k}{\pi r_c[1+(r_{lim}/r_c)^2]^{3/2}z^2}\left[\frac{1}{z}\cos^{-1}z - \sqrt{1-z^2}\right], \tag{7.3}$$

avec $z^2 = (1+r^2/r_c^2)/(1+r_{lim}^2/r_c^2)$. Les rayons r_c et r_{lim} sont deux paramètres caractéristiques. Pour les galaxies naines les moins lumineuses, ayant donc moins d'étoiles, le profil de Plummer est préféré :

$$\rho_\star^{\mathrm{pl}}(r) = \frac{\rho_0}{\left[1+(r/r_{\mathrm{pl}})^2\right]^{5/2}}. \tag{7.4}$$

où r_{pl} est le seul paramètre caractéristique de la distribution. Les profils de densités stellaires de King et de Plummer ont été développés dans le cadre où la masse d'un système suit sa luminosité, ce qui n'est pas le cas des galaxies naines sphéroïdes. À ce titre, Gilmore et al. (2007b) examinent les conditions pour pouvoir appliquer le profil de King à un système d'étoiles : ils en déduisent que ce profil ne décrit pas correctement la dynamique des galaxies naines sphéroïdes. Néanmoins, les profils de King et de Plummer sont tout de même utilisés comme outils, mais ne revêtent pas de sens physique. Soulignons que le choix du profil de densité stellaire n'est pas anodin : même si un objet est dominé par la matière noire, le profil de densité stellaire a une influence sur le profil de densité de matière noire. Evans et al. (2009) montrent par exemple qu'un profil de densité stellaire plutôt plat vers le centre entraînera un profil de densité de matière noire plutôt plat, tandis qu'un profil stellaire plutôt piqué résultera en un profil de matière noire à tendance également piquée.

En appliquant l'équation de Jeans à des lots de données légèrement différents, Strigari et al. (2008) et Walker et al. (2009) convergent vers des conclusions similaires. Ils observent que la masse contenue à l'intérieur d'un rayon de 300 pc est à peu près constante pour toutes les galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée ($\sim 10^7\,\mathrm{M}_\odot$). Ceci est vrai quelle que soit leur luminosité, qui varie sur plusieurs ordres de grandeur (de $\sim 10^2$ à $\sim 10^7\,\mathrm{L}_\odot$). D'autre part, Walker et al. (2009) soulignent que la masse contenue à l'intérieur du rayon $r_{1/2}$, défini comme étant le rayon du cylindre contenant la moitié de la luminosité totale, est très bien contrainte par les données cinématiques ; en revanche que le profil de densité de matière noire n'est que très peu contraint. Il est ainsi possible d'ajuster une grande variété de profils de matière noire sur les données.

Pour conclure, les galaxies naines sphéroïdes devraient être hébergées par les sous-halos les plus massifs du halo Galactique. Bullock et al. (2009) ont ainsi cherché à comparer les résultats de la simulations N-corps Via Lactea II avec les observations réalisées sur les galaxies naines sphéroïdes. Pour cela, un catalogue des sous-structures présentes dans un halo similaire à celui qui englobe la Voie Lactée a été établi. Ils supposent que la formation des galaxies devient efficace à partir d'une masse de halo de matière noire de l'ordre de $5 \cdot 10^8\,\mathrm{M}_\odot$. Une composante lumineuse (proportionnelle à la masse du halo) est ainsi assignée à tout halo dont la masse est $\gtrsim 5 \cdot 10^8\,\mathrm{M}_\odot$. La figure 7.3 représente la masse des halos (contenue dans un rayon de 300 pc), en fonction de la luminosité des galaxies hébergées. Les résultats des simulations N-corps sont cohérents avec les observations (18 des 23 galaxies naines sphéroïdes satellites de la

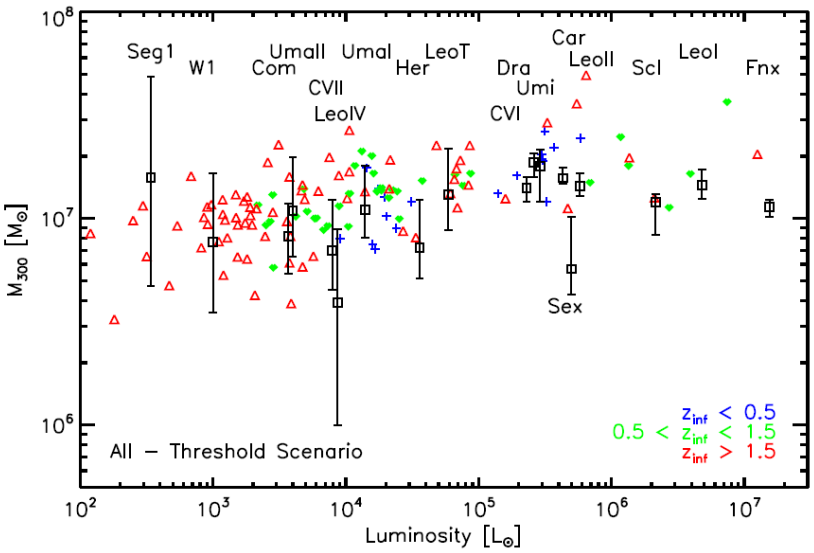


FIGURE 7.3 – *Masse contenue dans un rayon de 300 pc, en fonction de la luminosité. Les halos de matière noire issus de la simulation N-corps Via Lactea II, sont représentés par des symboles de couleurs : les triangles rouges représentent les objets formés les premiers, tandis que les objets formés récemment sont indiqués par des croix bleues. Les diamants verts illustrent des objets intermédiaires. Les carrés noirs représentent la plupart des galaxies naines sphéroïdes observées (la figure est tirée de Bullock et al. 2009).*

Voie Lactée sont représentées). Cependant les simulations prédisent la présence de nombreuses galaxies naines de même masse qui pourraient encore être découvertes.

7.2 Distribution de la matière noire dans la galaxie naine sphéroïde Carina

La galaxie naine sphéroïde Carina a été découverte par Cannon et al. (1977) au cours de l'inspection d'une plaque photographique prise par ESO/SRC. Elle se présente sous la forme d'un amas d'étoiles de forme ellipsoïdale (l'ellipticité mesurée est de 0,33 ± 0,05, Irwin et Hatzidimitriou 1995) et de faible luminosité ($\simeq 2{,}4 \pm 1{,}0 \cdot 10^5 L_\odot$). Un cliché plus récent (Piatek et al., 2003) est présenté sur la figure 7.4. Carina est une galaxie satellite de la Voie Lactée située dans la constellation de la Carène qui lui donne son nom. Ses coordonnées célestes sont indiquées dans le tableau 7.1, et sa distance par rapport au soleil est estimée à $D \sim 101$ kpc (Mateo, 1998). Piatek et al. (2003) ont étudié le mouvement propre de Carina dans la Voie Lactée. Ils trouvent que cette dernière est en ce moment située à proximité de l'apocentre de son orbite, situé à 102^{+11}_{-0} kpc (à 95% de degré de confiance). L'épicentre de l'orbite est estimé égal à 20^{+43}_{-17} kpc et la période orbitale de l'ordre de $1{,}4^{+0{,}6}_{-0{,}1}$ Gyr. Carina présente la particularité d'avoir formé des étoiles périodiquement au cours des dernières 12 Gyr (Dolphin, 2002). Ces périodes ne correspondent pas tout à fait au passage de la galaxie naine à proximité du plan galactique (Piatek et al., 2003), où le gaz de la galaxie naine peut rentrer en collision avec le gaz du disque galactique. Pour la détermination du profil de dispersion des vitesses de Carina, aucune

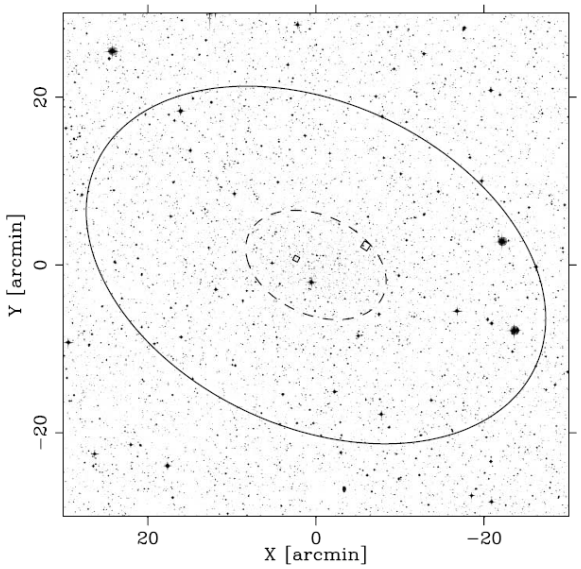


Figure 7.4 – *Image du ciel en direction de la galaxie naine sphéroïde Carina. Les contours en pointillé et lisse représentent respectivement les rayons de cœur et limite du profil de King ajustés sur le profil de densité stellaire. La figure est tirée de Piatek et al. (2003).*

distinction n'est faite entre ces différentes populations d'étoiles, bien que ceci pourrait améliorer quelque peu les contraintes sur sa distribution de matière noire (Gilmore et al., 2007b). Le profil de densité stellaire de Carina a été ajusté avec un profil de King par Irwin et Hatzidimitriou (1995), qui obtiennent les rayons de coeur et limite suivants (avec $D = 101$ kpc) :

$$r_c = 8{,}8 \text{ arcmin} = 0{,}26 \text{ kpc} \tag{7.5}$$

$$r_{lim} = 28{,}8 \text{ arcmin} = 0{,}85 \text{ kpc} . \tag{7.6}$$

Bien que de nouvelles observations aient été réalisées sur Carina, ces valeurs sont toujours d'actualité. Il est apparu qu'à grand rayon Carina est soumise à des effets de marée, ce qui pourrait influencer la composante de matière noire (Muñoz et al., 2006). À l'aide de simulations numériques, Hayashi et al. (2003) ont montré que le rayon limite de la composante stellaire r_{lim}, issu du profil de King, est bien inférieur au rayon de marée de la composante de matière noire $r_t^{\rm MN}$ pour les galaxies naines sphéroïdes. En particulier, pour Carina, le rapport entre $r_t^{\rm MN}$ et r_{lim} est de l'ordre de ∼20, soit $r_t^{\rm MN} \sim 17$ kpc. Cependant, rappelons que le rayon de marée d'un objet dépend de la masse de l'objet, de son orbite dans la Voie Lactée, et du profil de densité massique de la Voie Lactée. Une estimation grossière du rayon de marée est obtenue en considérant que la masse de la Voie Lactée est concentrée en son centre. Le rayon de marée de l'objet est alors approximé par (King, 1962) :

$$r_t^{\rm MN} = D \cdot \left(\frac{M_{\rm Obj}}{3{,}5 \times M_{VL}^{r<D}} \right)^{1/3} , \tag{7.7}$$

avec D la distance de l'objet par rapport au centre galactique, $M_{\rm Obj}$ sa masse et $M_{VL}^{r<D}$ la masse de la Voie Lactée comprise dans un rayon égal à D. La masse de la Voie Lactée contenue dans $D = 101$ kpc (distance de la galaxie Carina par rapport au centre galactique) est issue de la formule 2.1 (voir page 36) pour un profil de vitesses plat tel que $v = 170$ km.s^{-1} (Xue et al., 2008) : $M_{VL}^{r<D} \approx v^2 \times D/G \approx 6{,}7 \cdot 10^{11}$ M$_\odot$. Le rayon de marée de Carina est alors calculé à partir

de l'expression 7.7, en faisant l'hypothèse que la masse de la galaxie naine est de l'ordre de $M_{\text{Carina}} \approx 10^8\,\text{M}_\odot$ (Bullock et al., 2009) : $r_t^{\text{MN}} \approx 3{,}5$ kpc. Cette valeur sera prise par la suite [2].

Afin d'estimer le flux de rayons γ émis par l'annihilation de particules de matière noire au sein de la galaxie naine sphéroïde Carina (voir pour cela le paragraphe 3.3 du chapitre 3), une description de la distribution de la matière noire dans la galaxie est requise. Ceci permet de calculer le facteur astrophysique (cf. équation 3.17) entrant dans l'équation 3.14.

7.2.1 Le profil de densité de matière noire

Les dernières observations de la galaxie naine sphéroïde Carina (Walker et al., 2007a) ont été réalisées entre mars 2004 et janvier 2007 avec le télescope Magellan de 6,5 m de diamètre (situé à l'observatoire de Las Campanas au Chili). Nous donnerons deux profils de densité de matière noire qui permettent de satisfaire les données cinématiques des étoiles. En effet, comme il existe une dégénérescence entre la masse et la dispersion des vitesses dans l'équation de Jeans (voir l'équation 7.1), il est possible de trouver plusieurs profils pour la distribution de la matière noire.

Profil isotherme. La première analyse retenue représente un scénario conservatif : un profil de type isotherme (voir chapitre 3, page 55) pour la composante de matière noire est ajusté afin de reproduire les données cinématiques des étoiles :

$$\rho_{\text{ISO}}(r) = \frac{\rho_s}{1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^2}\,, \tag{7.8}$$

avec r_s et ρ_s les paramètres caractéristiques. L'analyse est présentée par Wilkinson et al. (2006) et Gilmore et al. (2007b). Pour leur étude, un profil de King a été choisi pour décrire les données stellaires, en supposant une symétrie sphérique et l'isotropie des vitesses. Pour reproduire le profil présenté sur la figure 4 de Wilkinson et al. (2006) (les données de la figure 4 ont été gracieusement fournies par Mark Wilkinson, ce qui nous a permis d'ajuster le profil isotherme), les paramètres caractéristiques sont les suivants :

$$r_s = 0{,}22\ \text{kpc} \tag{7.9}$$
$$\rho_s = 1{,}36 \cdot 10^8\,\text{M}_\odot\text{kpc}^{-3}\,. \tag{7.10}$$

En appliquant la définition du rayon viriel donnée dans le paragraphe 3.1.3 du chapitre 3 (avec $\Delta = 93$ et $\rho_c = 149 \cdot 10^2\,\text{M}_\odot\text{kpc}^{-3}$), on trouve $r_{vir} \simeq 38$ kpc. Ce rayon est à comparer au rayon viriel r_t^{MN} précédemment cité, obtenu à partir de la formule 7.7. Nous limiterons le halo de matière englobant la galaxie naine Carina à un rayon $r_{vir} \equiv 3{,}5$ kpc. Ceci n'a qu'une très faible influence sur le calcul du facteur astrophysique (cela entraîne une baisse de l'ordre de 0,01% !), car le profil de densité décroît fortement avec la distance (voir la figure 7.5).

2. Une étude plus poussée à propos du rayon de marée de carina est présentée par Muñoz et al. (2008), cependant le choix a été fait de ne travailler qu'avec la valeur issue de la formule 7.7. Notons néanmoins que la valeur du rayon de marée n'a qu'une faible influence sur le calcul du facteur astrophysique, car la majorité du signal est émise par la partie centrale de la galaxie naine.

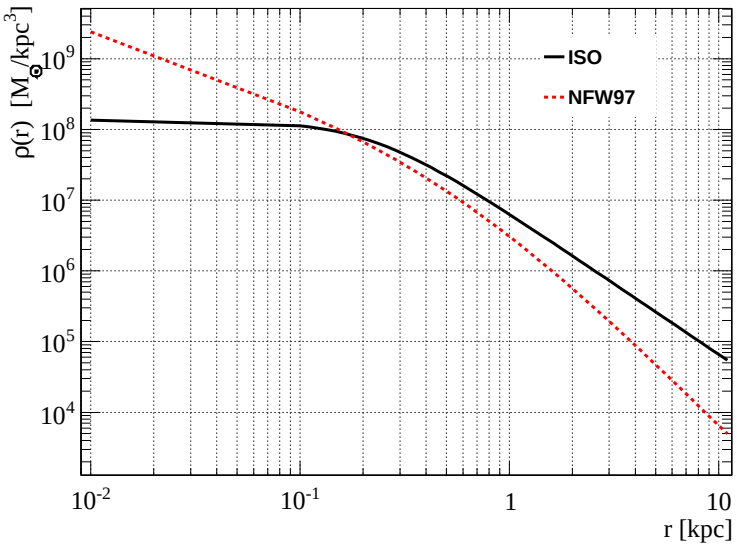


Figure 7.5 – *Profils de densités de type ISO et NFW97 de la galaxie naine sphéroïde Carina. Ces profils ont été ajustés sur les données stellaires, respectivement par Wilkinson et al. (2006) et Walker et al. (2007b).*

Profil de NFW97. La seconde analyse retenue opte pour un profil de type NFW97 (voir chapitre 3, page 55) pour la densité de matière noire.

$$\rho_{\mathrm{NFW97}}(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)\left(1+\frac{r}{r_s}\right)^2} , \tag{7.11}$$

avec r_s et ρ_s les paramètres caractéristiques. Walker et al. (2007b) ajustent la dispersion des vitesses des étoiles avec un profil de type exponentiel, en supposant que l'objet est à l'équilibre, qu'il est décrit par une symétrie sphérique, et que l'anisotropie des vitesses est constante. Afin de reproduire le profil tracé sur la figure 2 de Walker et al. (2007b), les relations données par Koch et al. (2007) sont utilisées. Elles permettent, à partir de la masse virielle donnée dans Walker et al. (2007b), de retrouver les paramètres r_s et ρ_s (la démarche suivie est différente de celle adoptée pour le profil isotherme). Soit $M_{vir} = 2{,}0 \cdot 10^8\,\mathrm{M}_\odot$, le rayon viriel vaut $r_{vir} = 12{,}05$ kpc à partir de leur relation 12. Le paramètre de concentration est alors égal à $c_{vir} = 22{,}34$ (avec leur relation 11), ce qui permet de trouver $r_s = r_{vir}/c_{vir} = 539$ pc. Enfin, pour obtenir ρ_s, la fonction 7.11 est intégrée sur une sphère de rayon r_{vir} :

$$\rho_s = \frac{M_{vir}}{4\pi r_s^3} \times \frac{1}{\frac{r_s}{r_s+r_{vir}} + \ln(r_s + r_{vir}) - 1 - \ln(r_s)} . \tag{7.12}$$

Les paramètres caractéristiques ainsi obtenus sont les suivants :

$$r_s = 0{,}54\ \mathrm{kpc} \tag{7.13}$$

$$\rho_s = 4{,}63 \cdot 10^7\,\mathrm{M}_\odot\mathrm{kpc}^{-3} . \tag{7.14}$$

Les profils de type isotherme et NFW97 sont représentés sur la figure 7.5. Leurs comportements divergent vers le centre de la galaxie naine. Le signal émis avec le profil isotherme sera plus étendu spatialement que celui émis par le profil NFW97. Rappelons que le profil de densité de matière noire est peu contraint par les données stellaires, et que l'ajustement des données cinématiques est fait sous certaines hypothèses (sphéricité, isotropie des vitesses, équilibre dynamique…) qui peuvent être discutées et qui influencent les résultats.

	$\Phi^{\mathrm{ASTRO}}(\Delta\Omega)$		$\overline{J}$	
Unités	$(M_\odot^2 \mathrm{kpc}^{-5})$	$(\mathrm{GeV}^2\mathrm{cm}^{-5})$	$(M_\odot^2 \mathrm{kpc}^{-5}\mathrm{sr}^{-1})$	$(\mathrm{GeV}^2\mathrm{cm}^{-5}\mathrm{sr}^{-1})$
ISO	$4{,}20 \cdot 10^{10}$	$1{,}87 \cdot 10^{17}$	$4{,}38 \cdot 10^{15}$	$1{,}95 \cdot 10^{22}$
NFW97	$9{,}07 \cdot 10^{10}$	$4{,}03 \cdot 10^{17}$	$9{,}48 \cdot 10^{15}$	$4{,}22 \cdot 10^{22}$

TABLE 7.2 – *Facteurs astrophysiques et $\overline{J}$ obtenus pour les deux profils de densité de matière noire ISO et NFW97. Les résultats sont donnés dans deux jeux d'unités.*

7.2.2 Le facteur astrophysique

Le facteur astrophysique entrant dans l'expression du flux de rayons γ issus de l'annihilation de particules de matière noire est égal à l'intégrale de la densité de matière noire au carré le long de la ligne de visée ($l.d.v$), dans l'angle solide $\Delta\Omega$:

$$\Phi^{\mathrm{ASTRO}}(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \int_{l.d.v.} \mathrm{d}l \; \rho^2 \left(r(l)\right) \; . \tag{7.15}$$

L'angle solide correspond alors à la résolution angulaire de l'instrument $\alpha_{\mathrm{exp}} = 0{,}1°$. Intégrer sur $\alpha_{\mathrm{exp}} = 0{,}1°$ revient à observer $\simeq 23\%$ de la luminosité totale pour le profil isotherme, et $\simeq 67\%$ pour le profil de type NFW97. Les profils NFW97 et ISO donnent des résultats du même ordre de grandeur pour le facteur astrophysique. Le flux en provenance du halo NFW97 est néanmoins environ deux fois plus élevé que celui attendu pour le halo ISO dans l'angle solide considéré.

Pour pouvoir être comparés à certaines publications, le facteur astrophysique est donné dans le tableau 7.2 pour deux jeux d'unités différents. Le facteur communément appelé $\overline{J}$ est également donné. Il est défini par la relation (Bertone et al., 2005a) :

$$\overline{J} = \frac{1}{\Delta\Omega} \cdot \Phi^{\mathrm{ASTRO}}(\Delta\Omega) \; . \tag{7.16}$$

7.3 Observation de Carina avec H.E.S.S.

La galaxie naine sphéroïde Carina a été observée par H.E.S.S. entre le mois de janvier 2008 et le mois de décembre 2009. Aucun signal n'a été détecté. L'analyse des données, ainsi que l'implication de cette non-observation sur les propriétés de la matière noire sont présentées.

7.3.1 Analyse des données

Conditions observationnelles. La galaxie Carina a été observée par H.E.S.S. durant ~28,5 h. Cependant, les critères de qualité des données n'étant pas toujours satisfaits, seule une partie a été retenue pour l'analyse. Il est entre autres requis que le taux d'événements soit stable au cours d'une prise de données, ce qui est difficilement observé lors de nuits nuageuses ou brumeuses. Or, la période d'observation optimale de la galaxie naine Carina a lieu durant la saison des pluies en Namibie (la figure 7.6 donne les périodes d'observation possibles de Carina

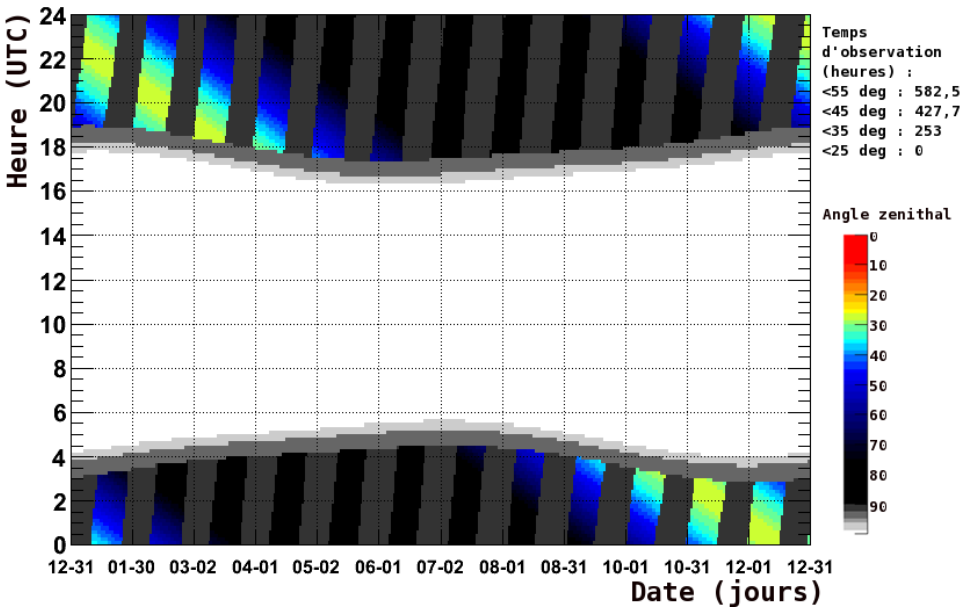


Figure 7.6 – *Figure illustrant les périodes où la galaxie naine sphéroïde Carina est observable par l'expérience H.E.S.S. Les couleurs indiquent l'angle zénithal d'observation de la source. Le nombre total d'heures d'observation possible est indiqué en haut à droite de la figure, en fonction de l'angle zénithal minimum (la figure est issue de TevCat, http://tevcat.uchicago.edu/).*

au cours d'une année, en indiquant la valeur de l'angle zénithal d'observation de l'instrument). Nous présenterons ainsi les propriétés des observations qui satisfont les critères de sélection standard, qui concernent (i) le nombre de télescopes en fonctionnement, (ii) la durée de la prise de données, (iii) le taux d'événements, (iv) les données du radiomètre et (v) la fraction de pixels cassés. Le dernier critère (se rapportant à la fraction de pixels cassés) a été légèrement assoupli par rapport au critère standard : au lieu de demander une fraction inférieure à 10% pour au moins trois télescopes, il a été demandé d'avoir une fraction inférieure à 15% pour tous les télescopes (cela représente un gain de ~6,6 h). De plus, seules les données avec quatre télescopes en fonctionnement ont été retenues (ce qui représente une perte de ~30 min). La durée totale d'observation passant les critères de sélection est ainsi de ~16,7 h. Ce temps ne prend pas en compte les temps morts de l'expérience, il sera corrigé par la suite.

L'aire effective du détecteur est utilisée dans les paragraphes 7.3.2 et 7.3.3 pour évaluer le nombre de rayons γ détectés par l'instrument. Elle permet également d'estimer le seuil en énergie des observations. L'aire effective dépend des paramètres suivants :

- l'angle zénithal d'observation. Comme le montre la figure 7.6, la position de la galaxie naine Carina n'est pas idéale quant à l'angle zénithal d'observation de H.E.S.S. L'angle zénithal moyen d'observation obtenu est $\theta_{\text{zen}} = 34{,}3°$.
- l'efficacité optique du système. Celle-ci est déterminée grâce à une calibration à l'aide des muons, on parle aussi d'efficacité muonique. L'efficacité muonique moyenne sur toutes les observations de Carina est $\mu_{\text{eff}} \sim 6\%$.
- l'angle de décalage, ou angle hors-axe, qui est l'angle duquel est décalé la source dans le champ de vue de l'instrument. L'angle hors-axe moyen mesuré est $\theta_{\text{offset}} = 0{,}95°$.

La figure 7.7 représente les aires effectives limites obtenues sur toutes les prises de données, en

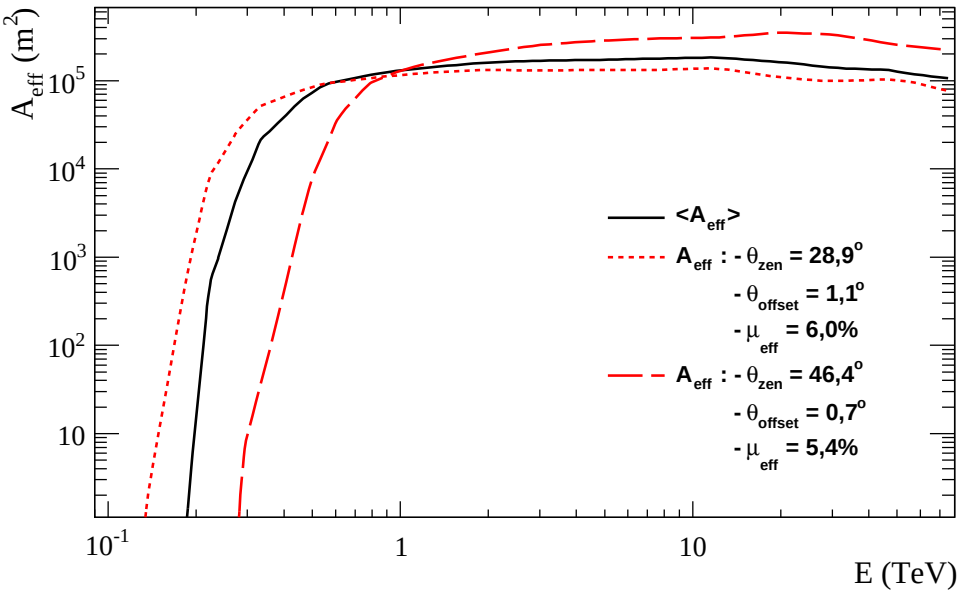


FIGURE 7.7 – *Aire effective en fonction de l'énergie des rayons γ. Les courbes rouges tiretée et pointillée représentent les aires effectives limites de toutes les prises de données, dont les paramètres observationnels sont indiqués dans la légende (l'angle zénithal $\theta_{\rm zen}$, l'angle hors-axe $\theta_{\rm offset}$ et l'efficacité muonique $\mu_{\rm eff}$). La courbe noire représente l'aire effective moyenne de toutes les prises de données.*

fonction de l'énergie des rayons γ. L'aire effective moyenne de toutes les observations est tracée en trait plein. Elle permet de déterminer la moyenne du seuil en énergie des observations menées sur la galaxie naine Carina. L'énergie seuil est définie comme étant l'énergie pour laquelle l'aire effective atteint 20% de sa valeur maximale. La moyenne de l'énergie seuil vaut $E_{\rm seuil} \simeq$ 320 GeV. Notons que les aires effectives sont tabulées à partir de simulations pour des valeurs discrètes des paramètres $\theta_{\rm zen}$, $\mu_{\rm eff}$ et $\theta_{\rm offset}$. Les aires effectives représentées sur la figure 7.7 sont donc des interpolations de ces tables.

Méthodes d'analyse des données. Pour l'analyse des données, la méthode *Model++* a été utilisée (voir le paragraphe 5.1.4), avec la version du code `paris-0-8-14-2`. La galaxie naine Carina est considérée comme une source ponctuelle (son extension angulaire est prise égale à 0,1°). La soustraction de fond a été réalisée avec la méthode *Ring Background* (voir le paragraphe 5.2.1).

Résultats. Le temps effectif d'observation est de 14,8 h. Aucun excès n'est observé dans la direction de la galaxie naine sphéroïde Carina. La carte de significativité [3] obtenue sur le champ de vue est illustrée sur la figure 7.8 (à gauche). La distribution de la significativité de cette carte (à droite) est bien ajustée par une gaussienne caractérisant un bruit de fond pur (valeur moyenne égale à 0, et variance égale à 1). La significativité obtenue sur la région source est de $-1{,}4\sigma$.

Le nombre de photons issus de la région source est $N_{\rm sc} = 86$, le nombre de photons issus de l'anneau sur lequel est déterminé le bruit de fond vaut $N_{\rm bdf} = 1858$. Le rapport entre la surface

3. La significativité est calculée avec la formule 6.25 rappelée dans le chapitre 6, issue de Li et Ma (1983).

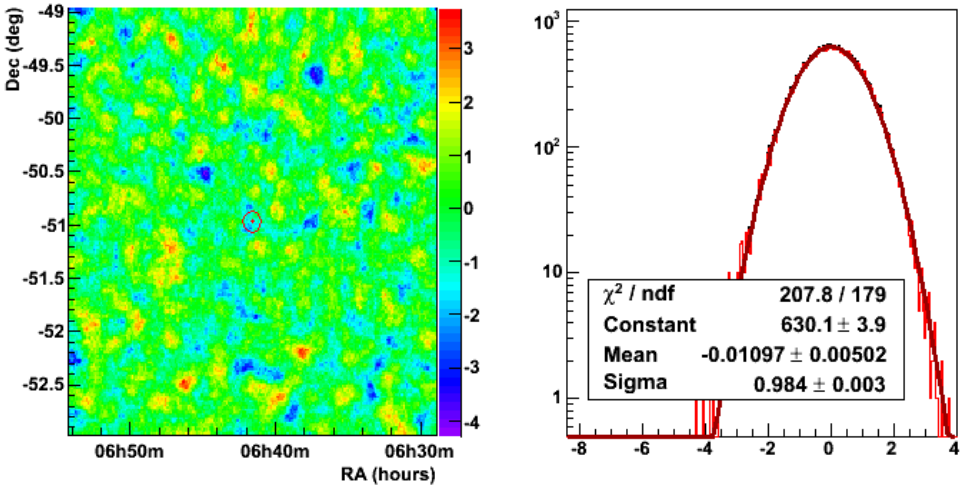


Figure 7.8 – À gauche : *carte de significativité du champ de vue de l'instrument lors de l'observation de la galaxie naine sphéroïde Carina. La région source est indiquée par un cercle.* À droite : *distribution de la significativité de la carte de gauche, ajustée par une gaussienne dont les paramètres sont indiqués dans l'encart.*

Observation de la galaxie naine Carina	
l (deg.)	260,1
b (deg.)	−22,2
Distance	101 kpc
Période	Jan. 2008 - Dec. 2009
Temps d'observation	14,8 h
Énergie seuil	320 GeV
$\overline{\theta}_{\text{zen}}$	34,3°
$\overline{\theta}_{\text{offset}}$	0,95°
$\overline{\mu}_{\text{eff}}$	∼6%
Significativité	$1{,}4\sigma$
$N_\gamma^{95\%\text{ C.L.}}$	8,6

Table 7.3 – *Paramètres relatifs aux conditions observationnelles, et résultats obtenus de l'observation de la galaxie naine sphéroïde Carina avec l'expérience H.E.S.S.*

de l'anneau et celle de la région source vaut $1/\alpha = 18{,}58$. Le nombre de photons en excès en provenance de la région source n'a pas de sens, puisqu'il est négatif : $N_\gamma = N_{\text{sc}} - N_{\text{bdf}} \cdot \alpha = -14$. Feldman et Cousins (1998) proposent une approche bayésienne pour la détermination de la limite supérieure d'un signal poissonnien mélangé à du bruit de fond. En utilisant leur procédure, la limite supérieure sur la région source à 95% de degré de confiance (C.L. pour *Confidence Level*) vaut : $N_\gamma^{95\%\text{ C.L.}} = 8{,}6$.

Le tableau 7.3 récapitule les paramètres principaux relatifs aux conditions expérimentales, ainsi que les résultats obtenus lors de l'analyse des données.

7.3.2 Limites supérieures sur le flux

Étant donné la limite supérieure sur le nombre de photons $N_\gamma^{95\%\ \mathrm{C.L.}}$ observés sur la galaxie naine sphéroïde Carina, il est possible de placer des limites supérieures sur le flux de rayons γ émis par la source. Nous traiterons successivement le cas d'un spectre suivant une loi de puissance (illustrant une émission standard astrophysique), et le cas d'un spectre d'annihilation de particules de matière noire. La démarche est similaire dans les deux cas. Le nombre de rayons γ attendus s'exprime comme :

$$N_\gamma = T_{\mathrm{obs}} \int_0^\infty \mathrm{d}E_\gamma \cdot A_{\mathrm{eff}}(E_\gamma) \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)\ , \tag{7.17}$$

où T_{obs} est le temps d'observation de la source, $A_{\mathrm{eff}}(E_\gamma)$ l'aire effective de l'instrument en fonction de l'énergie des rayons γ, et $\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}E_\gamma(E_\gamma)$ le flux différentiel émis par la source. Le flux différentiel peut être écrit comme le produit de deux termes, l'un intégrant la dépendance en énergie, l'autre prenant en compte les autres facteurs :

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma) \equiv A \times \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)\ , \tag{7.18}$$

où A est une constante. En multipliant et divisant par le flux intégré au-delà de l'énergie seuil E_{seuil} de l'instrument, on obtient :

$$N_\gamma = T_{\mathrm{obs}} \frac{\int_0^\infty \mathrm{d}E_\gamma \cdot A_{\mathrm{eff}}(E_\gamma) \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)}{\int_{E_{\mathrm{seuil}}}^\infty \mathrm{d}E_\gamma \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)} \cdot \int_{E_{\mathrm{seuil}}}^\infty \mathrm{d}E_\gamma \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma) \tag{7.19}$$

$$= T_{\mathrm{obs}} \frac{\int_0^\infty \mathrm{d}E_\gamma \cdot A_{\mathrm{eff}}(E_\gamma) \cdot \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)}{\int_{E_{\mathrm{seuil}}}^\infty \mathrm{d}E_\gamma \cdot \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)} \cdot \Phi(E > E_{\mathrm{seuil}}) \tag{7.20}$$

$$= T_{\mathrm{obs}} \cdot \Lambda \cdot \Phi(E > E_{\mathrm{seuil}})\ . \tag{7.21}$$

Le facteur Λ permet de simplifier l'écriture de l'équation 7.20. Ainsi, la limite supérieure sur le flux à un degré de confiance de 95% s'écrit :

$$\Phi(E > E_{\mathrm{seuil}})^{95\%\ \mathrm{C.L.}} = \frac{N_\gamma^{95\%\ \mathrm{C.L.}}}{T_{\mathrm{obs}} \cdot \Lambda}\ . \tag{7.22}$$

Spectre en loi de puissance. Le cas d'un spectre suivant une loi de puissance est tout d'abord étudié :

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma} = E_\gamma^{-\Gamma}\ , \tag{7.23}$$

où Γ est l'indice que l'on fera varier entre 1,8 et 2,4. Ces indices reflètent les lois de puissance des spectres de rayons γ de très haute énergie émis par des sources standard astrophysiques (voir par exemple le tableau 2 de Hinton 2009). Les limites supérieures sur le flux obtenues avec un degré de confiance de 95% sont présentées dans le tableau 7.4. Elles sont de l'ordre de $2 \cdot 10^{-13}$ cm^{-2}s^{-1}. Ces limites sont à comparer avec la source la plus faible observée par H.E.S.S. : NGC 253, qui est une galaxie à flambées d'étoiles (*starburst galaxy*), a été observée entre 2005 et 2007 pendant 119 h. Son flux mesuré au-delà de 220 GeV vaut $5{,}5 \pm 1{,}0_{\mathrm{stat}} \pm 2{,}8_{\mathrm{sys}} \times 10^{-13}$ cm^{-2}s^{-1} (où les indices *stat* et *sys* représentent respectivement les erreurs statistiques

Γ	1,8	2,0	2,2	2,4
$\Phi(E > E_{\text{seuil}})^{95\%\ \text{C.L.}}$ (cm^{-2}s^{-1})	$1{,}61 \cdot 10^{-13}$	$1{,}76 \cdot 10^{-13}$	$1{,}92 \cdot 10^{-13}$	$2{,}08 \cdot 10^{-13}$

Table 7.4 – *Limites sur le flux à 95% de degré de confiance pour un spectre en loi de puissance dont l'indice* Γ *varie entre* 1,8 *et* 2,4.

et systématiques, Acero et al. 2009). Cette limite contraignante compte tenu du faible temps d'observation peut être expliquée par le fait que la région source correspond à une fluctuation négative de la significativité.

Spectre d'annihilation de particules de matière noire. Le spectre d'annihilation de particules de matière noire a été présenté dans le chapitre 3 au paragraphe 3.3.2, dans le cadre de l'extension supersymétrique du modèle standard. Le paramétrage introduit par Bergström et al. (1998) a été adopté :

$$\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma} = \frac{1}{m_\chi}\frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{m_\chi}\frac{0,73\, e^{-7,8x}}{x^{1,5}}\,, \tag{7.24}$$

avec $x = E_\gamma/m_\chi$, et m_χ la masse du neutralino. Les limites obtenues avec les spectres de production de rayons γ issus des canaux d'annihilation $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$ sont également étudiés, car ils représentent deux cas limites (voir la figure 3.8). Fornengo et al. (2004) ont calculé ces spectres pour deux masses de neutralino : 500 GeV et 1 TeV. Les paramétrages donnés pour $m_\chi = 1$ TeV seront extrapolés à toute la gamme de masse étudiée du neutralino (de E_{seuil} à 120 TeV), afin d'appréhender l'influence du canal d'annihilation sur le flux de rayons γ.

Les limites supérieures sur le flux à 95% de degré de confiance sont illustrées sur la figure 7.9 en fonction de la masse du neutralino. La limite obtenue à partir du paramétrage de Bergström et al. (1998) est tracé en trait plein noir, les limites issues des paramétrages de Fornengo et al. (2004) pour les canaux d'annihilation $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$ sont indiqués par des flèches. L'extrapolation de ces paramétrages à toute la gamme de masse du neutralino est indiquée par la zone grisée. Il apparaît que les limites supérieures obtenues varient de moins d'un facteur 2 entre les canaux d'annihilation $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$. D'autre part, plus grande est la masse du neutralino, plus basse est la contrainte sur le flux de rayons γ au-delà de l'énergie seuil E_{seuil}. Ceci est directement lié à la forme du spectre d'annihilation (voir la figure 3.8), qui est convolué à l'aire effective (voir la figure 7.7) dans l'équation 7.17. Les limites supérieures sur le flux sont du même ordre de grandeur que pour un spectre en loi de puissance ($\sim 2 - 6 \cdot 10^{-13}$ cm^{-2}s^{-1}).

7.3.3 Contraintes sur les propriétés de la matière noire

Comme aucun excès n'a été observé en direction de la galaxie naine sphéroïde Carina, des contraintes peuvent être imposées dans le plan des paramètres supersymétriques $(m_\chi, \langle\sigma_{ann}v\rangle)$, avec m_χ la masse de la particule de matière noire et $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse relative des particules. En effet, le flux de rayons γ s'écrit (voir le para-

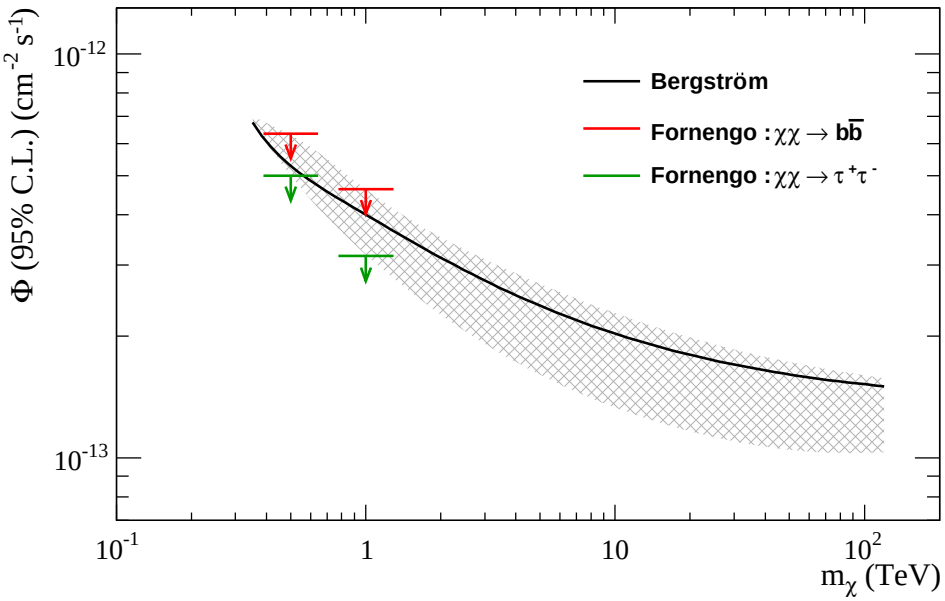


FIGURE 7.9 – *Limite supérieure sur le flux à 95% de degré de confiance, pour un spectre de rayons γ produits lors de l'annihilation de particules de matière noire (en particulier, le neutralino). Les spectres adoptés sont paramétrés par Bergström et al. (1998) pour une annihilation générique, et par Fornengo et al. (2004) pour les canaux d'annihilation $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$. La région grisée correspond à l'extrapolation des paramétrisations des deux canaux d'annihilation $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$ de Fornengo et al. (2004), pour un neutralino de 1 TeV, à toute la gamme de masse.*

graphe 3.3) :

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma) = \Phi^{\mathrm{ASTRO}} \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi^{\mathrm{PP}}}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma) \tag{7.25}$$

$$= \Phi^{\mathrm{ASTRO}} \cdot \frac{\langle\sigma_{ann}v\rangle}{8\pi m_\chi^2} \cdot \frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)\ . \tag{7.26}$$

Le facteur astrophysique Φ^{ASTRO} a été calculé dans le paragraphe 7.2.2 pour deux profils de densité de matière noire : un profil de type isotherme, et un profil de type NFW97. En intégrant l'équation 7.26 dans l'équation 7.17, une simple réorganisation des termes mène à la relation suivante :

$$\langle\sigma_{ann}v\rangle = \frac{8\pi N_\gamma}{T_{\mathrm{obs}}\Phi^{\mathrm{ASTRO}}} \cdot \frac{m_\chi^2}{\int_0^\infty \mathrm{d}E_\gamma \cdot A_{\mathrm{eff}}(E_\gamma) \cdot \frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}E_\gamma}(E_\gamma)}\ . \tag{7.27}$$

Il sera ainsi possible d'évaluer la limite supérieure de la section efficace d'annihilation à 95% de degré de confiance ($\langle\sigma_{ann}v\rangle^{95\%\ \mathrm{C.L.}}$), étant donné le nombre de photons $N_\gamma^{95\%\ \mathrm{C.L.}}$ issu des observations. Les processus de bremsstrahlung interne (Bringmann et al., 2008) vont être considérés. Ils ont été abordés dans le chapitre 3. Ces processus dépendent fortement de la nature des produits d'annihilation. Le modèle de référence choisi pour ce travail est celui qui considère un neutralino de grande masse ($m_\chi > M_W$, où M_W est la masse du boson W égale à 80,4 GeV).

Les courbes d'exclusion obtenues sont présentées sur la figure 7.10. Pour la courbe noire en trait plein, le facteur astrophysique a été calculé avec le profil de type isotherme, tandis que la courbe rouge pointillée illustre le cas du profil de type NFW97. L'effet du bremsstrahlung

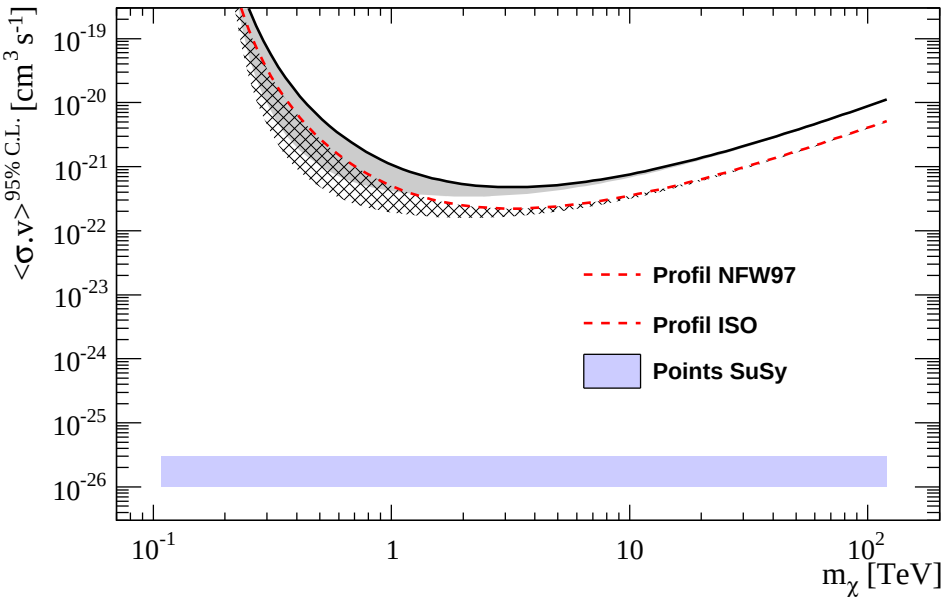


Figure 7.10 – *Courbes d'exclusion dans le plan des paramètres* $(m_\chi, \langle\sigma_{ann}v\rangle^{95\%\ C.L.})$*, calculées pour les profils de densité de matière noire de type NFW97 et isotherme, à partir des observations de la galaxie naine sphéroïde Carina avec H.E.S.S. La zone bleue indique la région où se situent la plupart des modèles supersymétriques. Les zones hachurées et grisées représentent l'effet du bremsstrahlung interne.*

interne a également été représenté sur chacune des courbes par des régions hachurée (pour le profil de type NFW97) et grisée (pour le profil isotherme). Le bremsstrahlung interne améliore la contrainte sur la section efficace d'annihilation pour les masses de neutralino inférieures à ∼3 TeV. Néanmoins, les courbes sont encore plus de quatre ordres de grandeur au-dessus de la région des modèles supersymétriques, qui sont représentés par la zone bleue. Nous n'avons pas représenté de points particuliers issus de modèles supersymétriques (pour en avoir un exemple, voir Donato et al. 2008). Cependant, il a été vu dans le chapitre 2 que la section efficace d'annihilation attendue est de l'ordre de $\sim 3 \cdot 10^{-26}$ cm^{3}s^{-1}. En conclusion, les incertitudes sur l'estimation du flux de rayons γ sont de deux ordres. Elles sont issues d'une part du facteur astrophysique Φ^{ASTRO}, d'autre part du facteur intégrant la description des modèles de physique de particules $\mathrm{d}\Phi^{\mathrm{PP}}/\mathrm{d}E_\gamma$, et sont liées respectivement à la détermination du profil de densité massique de matière noire, et au choix du spectre d'annihilation des particules de matière noire. Ces incertitudes entrainent des résultats pouvant varier d'un ordre de grandeur pour une particule de matière noire de basse masse ($m_\chi \lesssim 1$ TeV), mais sont faibles en comparaison de l'espace qu'il reste à franchir pour pouvoir atteindre la plupart des modèles supersymétriques.

7.4 Conclusion

La galaxie naine sphéroïde Carina a été observée par H.E.S.S. durant un temps effectif de ∼15 h. Aucun excès de rayons γ n'ayant été détecté, il a été possible de placer des limites supérieures sur le flux de rayons γ. Les cas d'un spectre suivant une loi de puissance et d'un

spectre produit par l'annihilation de particules de matière noire ont été présentés. Les limites obtenues sont de l'ordre de $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ cm^{-2}s^{-1}. Une limite supérieure dans le plan des paramètres $(m_\chi, \langle \sigma_{ann} v \rangle)$ a également été proposée. Les contraintes obtenues pour deux profils de densité massique de matière noire, et en considérant l'effet des processus de bremsstrahlung interne, sont encore plus de quatre ordres de grandeur au-delà de la plupart des modèles supersymétriques. Cette étude a donné lieu à une publication conjointe avec la galaxie naine sphéroïde Sculptor (H.E.S.S. Collaboration, 2010).

Conclusion

La philosophie, les sciences et l'art sont trois moyens d'avancer dans la connaissance de nous-mêmes. Ces moyens ont des voies apparemment différentes mais finalement tous doivent – la philosophie en premier – se confronter au doute.

La pensée n'avance pas autrement que par des avancées qui sont détruites et remplacées par d'autres avancées.

Claude Régy, *L'état d'incertitude* (2002)

Une simulation (baptisée CLUMPY) basée sur une approche semi-analytique a été développée au cours de cette thèse. Elle fournit le flux de rayons γ attendus en provenance de l'annihilation de particules de matière noire, dont les distributions sont choisies par l'utilisateur. Sa modularité et sa rapidité d'exécution offrent la possibilité d'étudier l'influence des différents paramètres entrant en jeu, ainsi que la détectabilité des sous-structures galactiques. Nous avons ainsi présenté le pouvoir de détection de l'exprérience H.E.S.S. pour une galaxie naine sphéroïde (dSph) générique. La sensibilité actuelle de l'instrument ne permet pas d'envisager la détection de l'annihilation de neutralinos en provenance d'une dSph. Seules des limites supérieures dans l'espace des paramètres supersymétriques peuvent être placées. L'observation de la dSph Carina pendant ~15 heures avec l'expérience H.E.S.S. corrobore ces prédictions. À plus forte raison, les sous-structures galactiques de plus petites masses ne pourront pas être détectées, à moins que l'une d'entre elles ne soit située à une distance très faible de la Terre. Les sources non-identifiées détectées par le satellite Fermi-LAT et par H.E.S.S. pourraient en être des exemples, ceci est à l'étude, mais ne semble pas particulièrement prometteur.

L'instrument de prochaine génération CTA (voir page 105) présentera une meilleure sensibilité que les instruments actuels, et sera susceptible d'apporter des limites plus contraignantes sur les paramètres supersymétriques. Une étude similaire à celle qui a été menée précédemment a été entreprise à l'aide de CLUMPY (hors du cadre de cette thèse) pour un instrument dont les caractéristiques sont très proches de CTA. Les données stellaires des principales dSphs ont été utilisées, afin de caractériser leur détectabilité. Il semblerait que le halo galactique, contribuant comme un fond diffus, puisse noyer le signal attendu en provenance des dSphs. Cette composante diffuse pourrait également faire l'objet d'une détection, cependant, elle entre en compétition avec les fonds diffus astrophysiques, dont nous avons tentés d'expliciter la morphologie spatiale et la signature spectrale. L'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire a lieu principalement dans le plan galactique. La détection d'un signal de matière

noire diffus pourrait tirer avantage de ce facteur, n'étant pas cantonnée à cette seule région.

Nous nous sommes ainsi concentrés sur la possibilité d'identifier un signal diffus avec l'expérience H.E.S.S. Si les techniques d'analyse des données des instruments Cherenkov sont actuellement efficaces et puissantes, les méthodes de soustraction de fond ne sont pas optimisées pour des émissions très étendues. La méthode de soustraction de type *On-Off* telle qu'elle est implémantée dans H.E.S.S. présente de nombreuses systématiques. Des études cherchant à comprendre l'origine de ces biais est en cours dans la collaboration. Des observations de type *On-Off* vont être menées alternativement en direction de régions situées en dehors du plan galactique et dépourvues de toutes sources, et en direction de régions où des fonds sont attendus (mais là encore en tentant d'éviter la présence de sources ponctuelles). L'analyse en vue de la détection d'une émission diffuse ne pourra pas s'affranchir de l'étude de l'impact de l'atmosphère sur le taux de détection de l'instrument. À ce propos, les données enregistrées par les LIDARs situés sur le site (voir page 94) pourraient être utilisées. Enfin, il pourrait être profitable de développer de nouvelles méthodes de soustraction de fond, pour lesquelles l'acceptance de l'instrument aux événements hadroniques soit calculée avec soin et prise en considération.

En somme, H.E.S.S. est aujourd'hui en mesure de détecter un signal émis lors de l'interaction de rayons cosmiques avec la matière interstellaire dans le cas où des nuages moléculaires sont situés à proximité d'une source. L'interaction de la « mer » de rayons cosmiques avec le milieu interstellaire pourra être identifiée lorsque les techniques de soustraction de fond pour un signal diffus seront développées. La compréhension de l'origine et de la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie profitera d'une éventuelle détection de ce signal. La phase II de H.E.S.S. (voir page 104) ne permettra pas d'avancer dans ce domaine. En effet, son objectif est d'abaisser le seuil en énergie de l'instrument à ~50 GeV. Or, aux basses énergies, le flux d'électrons cosmiques devient non-négligeable (voir par exemple la figure 4.7). Les gerbes atmosphériques produites par des électrons présentant les mêmes caractéristiques que celles engendrées par des rayons γ, la soustraction de fond pour un signal diffus sera très délicate. En revanche, il est possible d'attendre de CTA des observations prometteuses. Cet instrument pourra également bénéficier des avancées réalisées d'ici-là sur les méthodes de soustraction.

Bibliographie

M. Aaronson. *ApJ* 266 L11 (1983)

R. Abbasi et al. *Physical Review Letters* 102(20) 201302 (2009). 0902.2460

R. Abbasi et al. *Phys. Rev. D* 81(5) 057101 (2010)

A. A. Abdo et al. *ApJ* 658 L33 (2007). arXiv:astro-ph/0611691

A. A. Abdo et al. *ApJ* 688 1078 (2008). 0805.0417

A. A. Abdo et al. *Physical Review Letters* 103(25) 251101 (2009a). 0912.0973

A. A. Abdo et al. *Physical Review Letters* 102(18) 181101 (2009b). 0905.0025

A. A. Abdo et al. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 4 14 (2010a)

A. A. Abdo et al. *ApJ* 712 147 (2010b). 1001.4531

A. A. Abdo et al. *Physical Review Letters* 104(10) 101101 (2010c). 1002.3603

A. A. Abdo et al. *ApJ* 720 435 (2010d). 1003.0895

J. Abraham et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 523 50 (2004)

V. A. Acciari et al. *ArXiv e-prints* (2010). 1006.5955

F. Acero et al. *Science* 326 1080 (2009). 0909.4651

F. Acero et al. *A&A* 516 A62+ (2010)

O. Adriani et al. *Nature* 458 607 (2009a). 0810.4995

O. Adriani et al. *Physical Review Letters* 102(5) 051101 (2009b). 0810.4994

F. Aharonian et al. *Astroparticle Physics* 22 109 (2004). arXiv:astro-ph/0408145

F. Aharonian et al. *A&A* 437 L7 (2005). arXiv:astro-ph/0505380

F. Aharonian et al. *A&A* 449 223 (2006a). arXiv:astro-ph/0511678

F. Aharonian et al. *Nature* 440 1018 (2006b). arXiv:astro-ph/0508073

F. Aharonian et al. *Nature* 439 695 (2006c). arXiv:astro-ph/0603021

F. Aharonian et al. *Science* 314 1424 (2006d). arXiv:astro-ph/0612016

F. Aharonian et al. *Physical Review Letters* 97(22) 221102 (2006e). arXiv:astro-ph/0610509

F. Aharonian et al. *A&A* 457 899 (2006f). arXiv:astro-ph/0607333

F. Aharonian et al. *ApJ* 636 777 (2006g). arXiv:astro-ph/0510397

F. Aharonian et al. *ApJ* 664 L71 (2007). 0706.0797

F. Aharonian et al. *Physical Review Letters* 101(26) 261104 (2008a). 0811.3894

F. Aharonian et al. *A&A* 477 353 (2008b). 0712.1173

F. Aharonian et al. *Reports on Progress in Physics* 71(9) 096901 (2008c)

F. Aharonian et al. *Phys. Rev. D* 78(7) 072008 (2008d). 0806.2981

F. Aharonian et al. *ApJ* 691 175 (2009a). 0809.3894

F. Aharonian et al. *A&A* 502 437 (2009b). 0907.0727

F. Aharonian et al. *A&A* 508 561 (2009c). 0905.0105

F. Aharonian et al. *A&A* 507 389 (2009d)

F. Aharonian et al. *A&A* 495 27 (2009e). 0812.1638

F. Aharonian et al. *Astroparticle Physics* 33 274 (2010)

F. A. Aharonian. *Space Science Reviews* 99 187 (2001). arXiv:astro-ph/0012290

F. A. Aharonian et C. W. Akerlof. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 47 273 (1997)

F. A. Aharonian, A. M. Atoyan et H. J. Voelk. *A&A* 294 L41 (1995)

Z. Ahmed et al. *Physical Review Letters* 102(1) 011301 (2009). 0802.3530

J. Albert et al. *ApJ* 638 L101 (2006). arXiv:astro-ph/0512469

J. Albert et al. *ApJ* 665 L51 (2007). 0706.1505

J. Albert et al. *ApJ* 679 428 (2008a). 0711.2574

J. Albert et al. *Science* 320 1752 (2008b). 0807.2822

J. Albert et al. *ApJ* 674 1037 (2008c). 0705.3244

J. Aleksić et al. *ApJ* 710 634 (2010). 0909.3267

D. E. Alexandreas et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 311 350 (1992)

E. Aliu et al. *ApJ* 697 1299 (2009). 0810.3561

B. Allgood et al. *MNRAS* 367 1781 (2006). arXiv:astro-ph/0508497

M. Amenomori et al. *ApJ* 635 L53 (2005)

H. Anderhub et al. *ApJ* 702 266 (2009). 0905.2427

J. Angle et al. *Physical Review Letters* 100(2) 021303 (2008). 0706.0039

G. W. Angus, B. Famaey et D. A. Buote. *MNRAS* 387 1470 (2008). 0709.0108

R. Antonucci. *ARA&A* 31 473 (1993)

T. Appelquist, H. Cheng et B. A. Dobrescu. *Phys. Rev. D* 64(3) 035002 (2001). arXiv:hep-ph/0012100

E. Aprile et XENON Collaboration. *Journal of Physics Conference Series* 203(1) 012005 (2010)

N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos et G. Dvali. *Physics Letters B* 429 263 (1998). [arXiv:hep-ph/9803315]

F. Arqueros et al. *Astroparticle Physics* 17 293 (2002). arXiv:astro-ph/0108270

E. Athanassoula et al. *Astroparticle Physics* 31 37 (2009). 0801.4673

R. Atkins et al. *ApJ* 608 680 (2004)

W. B. Atwood et al. *ApJ* 697 1071 (2009). 0902.1089

N. A. Bahcall et X. Fan. *ApJ* 504 1 (1998). arXiv:astro-ph/9803277

P. Baillon et al. *Astroparticle Physics* 1 341 (1993)

C. Baixeras et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 518 188 (2004)

A. Barrau et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 416 278 (1998). arXiv:astro-ph/9804046

G. Battaglia et al. *MNRAS* 370 1055 (2006)

R. Beck. Dans F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, réd., *American Institute of Physics Conference Series*, t. 1085 de *American Institute of Physics Conference Series*, 83–96 (2008). 0810.2923

K. G. Begeman, A. H. Broeils et R. H. Sanders. *MNRAS* 249 523 (1991)

G. Belanger et al. *ArXiv e-prints* (2010). 1004.1092

V. Belokurov et al. *ApJ* 647 L111 (2006). arXiv:astro-ph/0604355

V. Belokurov et al. *ApJ* 654 897 (2007). arXiv:astro-ph/0608448

V. Belokurov et al. *ApJ* 686 L83 (2008). 0807.2831

V. Belokurov et al. *MNRAS* 397 1748 (2009). 0903.0818

V. S. Berezinskii et al. *Astrophysics of cosmic rays*. Amsterdam : North-Holland, 1990, edited by Ginzburg, V.L. (1990)

V. Berezinsky, V. Dokuchaev et Y. Eroshenko. *Phys. Rev. D* 68(10) 103003 (2003). arXiv:astro-ph/0301551

V. S. Berezinsky, A. V. Gurevich et K. P. Zybin. *Physics Letters B* 294 221 (1992)

V. S. Berezinsky et al. *Astroparticle Physics* 1 281 (1993)

D. Berge, S. Funk et J. Hinton. *A&A* 466 1219 (2007). arXiv:astro-ph/0610959

L. Bergström. *Reports on Progress in Physics* 63 793 (2000). arXiv:hep-ph/0002126

L. Bergström, P. Ullio et J. H. Buckley. *Astroparticle Physics* 9 137 (1998). arXiv:astro-ph/9712318

R. Bernabei et al. *European Physical Journal C* 67 39 (2010). 1002.1028

K. Bernlöhr. *Astroparticle Physics* 12 255 (2000). arXiv:astro-ph/9908093

K. Bernlöhr et al. *Astroparticle Physics* 20 111 (2003). arXiv:astro-ph/0308246

G. Bertone, D. Hooper et J. Silk. *Phys. Rep.* 405 279 (2005a). arXiv:hep-ph/0404175

G. Bertone et D. Merritt. *Modern Physics Letters A* 20 1021 (2005). arXiv:astro-ph/0504422

G. Bertone, A. R. Zentner et J. Silk. *Phys. Rev. D* 72(10) 103517 (2005b). arXiv:astro-ph/0509565

C. K. Bhat. *Astroparticle Physics* 34 230 (2010). 1008.2255

J. Binney et S. Tremaine. *Galactic dynamics*. Princeton, NJ, Princeton University Press (1987)

P. M. S. Blackett. *The Emission Spectra of the Night Sky and Aurorae* 34–+ (1948)

P. Blasi. *Physical Review Letters* 103(5) 051104 (2009). 0903.2794

P. Blasi, S. Gabici et G. Brunetti. *International Journal of Modern Physics A* 22 681 (2007). arXiv:astro-ph/0701545

H. Bloemen. *ARA&A* 27 469 (1989)

G. R. Blumenthal et R. J. Gould. *Reviews of Modern Physics* 42 237 (1970)

G. R. Blumenthal et al. *Nature* 311 517 (1984)

C. Boehm et al. *ArXiv e-prints* (2009). 0907.4511

A. Borione et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 346 329 (1994)

A. Borriello et P. Salucci. *MNRAS* 323 285 (2001). arXiv:astro-ph/0001082

D. Bose et al. *Ap&SS* 309 111 (2007). arXiv:astro-ph/0611467

A. Brandenburg et K. Subramanian. *Phys. Rep.* 417 1 (2005). arXiv:astro-ph/0405052

I. Braun. Thèse de doctorat, Université Ruperto-Carola, Heidelberg (2007)

T. Bringmann. *New Journal of Physics* 11(10) 105027 (2009). 0903.0189

T. Bringmann, L. Bergström et J. Edsjö. *Journal of High Energy Physics* 1 49 (2008). 0710.3169

T. Bringmann, M. Doro et M. Fornasa. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 1 16 (2009a). 0809.2269

T. Bringmann, J. Lavalle et P. Salati. *Physical Review Letters* 103(16) 161301 (2009b). 0902.3665

P. Brun. Thèse de doctorat, Université de Savoie (2007)

J. Buckley et al. *ArXiv e-prints* (2008). 0810.0444

M. R. Buckley et D. Hooper. *ArXiv e-prints* (2010). 1004.1644

J. S. Bullock et al. *MNRAS* 321 559 (2001). arXiv:astro-ph/9908159

J. S. Bullock et al. *ArXiv e-prints* (2009). 0912.1873

A. Burkert. *ApJ* 447 L25+ (1995). arXiv:astro-ph/9504041

M. R. Calabretta et E. W. Greisen. *A&A* 395 1077 (2002). arXiv:astro-ph/0207413

R. D. Cannon, T. G. Hawarden et S. B. Tritton. *MNRAS* 180 81P (1977)

M. Cannoni et al. *Phys. Rev. D* 81(10) 107303 (2010). 1003.5164

Z. Cao, for the ARGO-YBJ Collaboration et the LHAASO Collaboration. *ArXiv e-prints* (2010). 1006.4298

R. G. Carlberg et al. *ApJ* 516 552 (1999)

R. Catena et P. Ullio. *ArXiv e-prints* (2009). 0907.0018

O. Celik. *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference* 2 847 (2008)

C. J. Cesarsky. *ARA&A* 18 289 (1980)

A. Charbonnier, C. Combet et D. Maurin. *En préparation* (2010a)

A. Charbonnier et al. *En préparation* (2010b)

R. C. G. Chaves. *ArXiv e-prints* (2009). 0907.0768

D. Clowe et al. *ApJ* 648 L109 (2006). arXiv:astro-ph/0608407

A. H. Compton. *Physical Review* 21 483 (1923)

P. S. Coppi et F. A. Aharonian. *ApJ* 487 L9+ (1997). arXiv:astro-ph/9610176

R. Cornils. Thèse de doctorat, Universität Hamburg (2006)

R. Cornils et al. *Astroparticle Physics* 20 129 (2003). arXiv:astro-ph/0308247

J. Cortina et al. *ArXiv e-prints* (2009). 0907.1211

H. Cramér. *Mathematical methods of statistics* (1946)

T. CTA Consortium. *ArXiv e-prints* (2010). 1008.3703

H. Dahle. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2007). arXiv:astro-ph/0701598

T. M. Dame, D. Hartmann et P. Thaddeus. *ApJ* 547 792 (2001). arXiv:astro-ph/0009217

A. Daum et al. *Astroparticle Physics* 8 1 (1997)

J. M. Davies et E. S. Cotton. *Solar Energy* 1(2-3) 16 (1957). The Proceedings of the Solar Furnace Symposium

A. de Angelis, O. Mansutti et M. Persic. *Nuovo Cimento Rivista Serie* 31 187 (2008). 0712.0315

I. de La Calle Pérez et S. D. Biller. *Astroparticle Physics* 26 69 (2006). arXiv:astro-ph/0602284

M. de Naurois. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2000)

M. de Naurois. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2006). arXiv:astro-ph/0607247

M. de Naurois et L. Rolland. *Astroparticle Physics* 32 231 (2009). 0907.2610

T. Delahaye et al. *ArXiv e-prints* (2010). 1002.1910

R. Demarco et al. *A&A* 407 437 (2003). arXiv:astro-ph/0306081

C. D. Dermer. *A&A* 157 223 (1986)

S. Desai et al. *Phys. Rev. D* 70(8) 083523 (2004). arXiv:hep-ex/0404025

J. Diemand, M. Kuhlen et P. Madau. *ApJ* 657 262 (2007). arXiv:astro-ph/0611370

J. Diemand, B. Moore et J. Stadel. *MNRAS* 353 624 (2004a). arXiv:astro-ph/0402267

J. Diemand, B. Moore et J. Stadel. *MNRAS* 352 535 (2004b). arXiv:astro-ph/0402160

J. Diemand et al. *Nature* 454 735 (2008). 0805.1244

S. Dimopoulos, G. F. Giudice et A. Pomarol. *Physics Letters B* 389 37 (1996). arXiv:hep-ph/9607225

K. Dolag et al. *A&A* 416 853 (2004). arXiv:astro-ph/0309771

A. E. Dolphin. *MNRAS* 332 91 (2002). arXiv:astro-ph/0112331

F. Donato, N. Fornengo et D. Maurin. *Phys. Rev. D* 78(4) 043506 (2008). 0803.2640

F. Donato, N. Fornengo et P. Salati. *Phys. Rev. D* 62(4) 043003 (2000). arXiv:hep-ph/9904481

F. Donato et al. *ApJ* 563 172 (2001). arXiv:astro-ph/0103150

F. Donato et al. *Phys. Rev. D* 69(6) 063501 (2004). arXiv:astro-ph/0306207

P. M. Dragicevich, D. G. Blair et R. R. Burman. *MNRAS* 302 693 (1999)

A. K. Drukier, K. Freese et D. N. Spergel. *Phys. Rev. D* 33 3495 (1986)

F. Dubois, G. Lamanna et A. Jacholkowska. *Astroparticle Physics* 32 73 (2009)

J. Dunkley et al. *ApJS* 180 306 (2009). 0803.0586

J. Einasto. *ArXiv e-prints* (2009). 0901.0632

D. J. Eisenstein et al. *ApJ* 633 560 (2005). arXiv:astro-ph/0501171

V. R. Eke, J. F. Navarro et M. Steinmetz. *ApJ* 554 114 (2001). arXiv:astro-ph/0012337

J. Ellis et K. A. Olive. *ArXiv e-prints* (2010). 1001.3651

R. Enomoto et al. *Astroparticle Physics* 16 235 (2002). arXiv:astro-ph/0107578

R. Enomoto et al. *ApJ* 638 397 (2006). arXiv:astro-ph/0510300

N. W. Evans, J. An et M. G. Walker. *MNRAS* 393 L50 (2009). 0811.1488

G. J. Feldman et R. D. Cousins. *Phys. Rev. D* 57 3873 (1998). arXiv:physics/9711021

J. E. Felten et P. Morrison. *ApJ* 146 686 (1966)

J. L. Feng. *ArXiv e-prints* (2010). 1003.0904

Fermi LAT collaboration. *ArXiv e-prints* (2010). 1008.3999

K. M. Ferrière. *Reviews of Modern Physics* 73 1031 (2001). arXiv:astro-ph/0106359

A. Fiasson et al. *Astroparticle Physics* 34 25 (2010). 1004.3375

C. E. Fichtel et al. *ApJ* 198 163 (1975)

J. D. Finke, S. Razzaque et C. D. Dermer. *ApJ* 712 238 (2010). 0905.1115

R. S. Fletcher et al. *Phys. Rev. D* 50 5710 (1994)

N. Fornengo, L. Pieri et S. Scopel. *Phys. Rev. D* 70(10) 103529 (2004). arXiv:hep-ph/0407342

A. Franceschini, G. Rodighiero et M. Vaccari. *A&A* 487 837 (2008). 0805.1841

J. A. Frieman, M. S. Turner et D. Huterer. *ARA&A* 46 385 (2008). 0803.0982

H. Fuke et al. *Physical Review Letters* 95(8) 081101 (2005). arXiv:astro-ph/0504361

S. Funk et al. *Astroparticle Physics* 22 285 (2004). arXiv:astro-ph/0408375

S. Gabici, F. A. Aharonian et S. Casanova. *MNRAS* 396 1629 (2009). 0901.4549

W. Galbraith et J. V. Jelley. *Nature* 171 349 (1953)

Y. A. Gallant. *Ap&SS* 309 197 (2007). arXiv:astro-ph/0611720

L. Gao et al. *MNRAS* 355 819 (2004). arXiv:astro-ph/0404589

L. Gao et al. *MNRAS* 387 536 (2008). 0711.0746

B. K. Gibson et al. Dans J. Andersen, J. Bland-Hawthorn, & B. Nordström, réd., *IAU Symposium*, t. 254 de *IAU Symposium*, 445–452 (2009)

S. Gillessen. Dans *International Cosmic Ray Conference*, t. 5, 2899–+ (2003)

G. Gilmore et al. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 173 15 (2007a). arXiv:astro-ph/0608528

G. Gilmore et al. *ApJ* 663 948 (2007b). arXiv:astro-ph/0703308

C. Giocoli, L. Pieri et G. Tormen. *MNRAS* 387 689 (2008). 0712.1476

C. Giocoli et al. *MNRAS* 404 502 (2010). 0911.0436

N. Y. Gnedin. *ApJ* 542 535 (2000). arXiv:astro-ph/0002151

P. Gondolo et al. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 7 8 (2004). arXiv:astro-ph/0406204

P. Goret et al. *A&A* 270 401 (1993)

R. J. Gould. *Physical Review* 185 72 (1969)

R. J. Gould et G. P. Schréder. *Physical Review* 155 1408 (1967)

A. W. Graham et R. Guzmán. *AJ* 125 2936 (2003). arXiv:astro-ph/0303391

A. W. Graham et al. *AJ* 132 2701 (2006). arXiv:astro-ph/0608613

E. K. Grebel, J. S. Gallagher, III et D. Harbeck. *AJ* 125 1926 (2003). arXiv:astro-ph/0301025

A. M. Green. *ArXiv e-prints* (2010). 1004.2383

A. M. Green, S. Hofmann et D. J. Schwarz. *MNRAS* 353 L23 (2004). arXiv:astro-ph/0309621

K. Griest et M. Kamionkowski. *Physical Review Letters* 64 615 (1990)

J. Guibert, J. Lequeux et F. Viallefond. *A&A* 68 1 (1978)

J. Guy. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2003)

J. Han. Dans *IAU Symposium*, t. 259 de *IAU Symposium*, 455–466 (2009). 0901.1165

J. L. Han et al. *ApJ* 642 868 (2006). arXiv:astro-ph/0601357

D. S. Hanna et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 491 126 (2002). arXiv:astro-ph/0205510

M. G. Hauser et E. Dwek. *ARA&A* 39 249 (2001). arXiv:astro-ph/0105539

E. Hayashi et al. *ApJ* 584 541 (2003). arXiv:astro-ph/0203004

D. Heck et al. *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers.* (1998)

W. Heitler. *Quantum theory of radiation* (1954)

D. J. Helfand et al. *ApJ* 665 1297 (2007). 0705.0065

A. Helmi, S. D. White et V. Springel. *Phys. Rev. D* 66(6) 063502 (2002). arXiv:astro-ph/0201289

L. Hernquist. *ApJ* 356 359 (1990)

V. F. Hess. *Physikalische Zeitschrift* 13 1084 (1912)

H.E.S.S. Collaboration. *En préparation* (2010)

P. W. Higgs. *Phys. Rev. Lett.* 13(16) 508 (1964)

A. M. Hillas. *Journal of Physics G Nuclear Physics* 8 1461 (1982)

A. M. Hillas. *Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference* 3 445 (1985)

A. M. Hillas. *Space Science Reviews* 75 17 (1996)

A. M. Hillas. *Journal of Physics G Nuclear Physics* 31 95 (2005)

J. Hinton. *ArXiv e-prints* (2007). 0712.3352

J. Hinton. *New Journal of Physics* 11(5) 055005 (2009). 0803.1609

J. A. Hinton et W. Hofmann. *ARA&A* 47 523 (2009)

C. M. Hoffman et al. *Reviews of Modern Physics* 71 897 (1999)

W. Hofmann et al. *Astroparticle Physics* 12 135 (1999). arXiv:astro-ph/9904234

J. Holder et al. *Astroparticle Physics* 25 391 (2006). arXiv:astro-ph/0604119

J. Holder et al. Dans F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, réd., *American Institute of Physics Conference Series*, t. 1085 de *American Institute of Physics Conference Series*, 657–660 (2008)

D. Hooper. *ArXiv e-prints* (2009). 0901.4090

J. R. Hörandel. *Advances in Space Research* 41 442 (2008). arXiv:astro-ph/0702370

L. G. Hou, J. L. Han et W. B. Shi. *A&A* 499 473 (2009). 0903.0721

P. J. Humphrey et al. *ApJ* 646 899 (2006). arXiv:astro-ph/0601301

S. D. Hunter et al. *ApJ* 481 205 (1997)

F. Iocco et al. *Phys. Rep.* 472 1 (2009). 0809.0631

R. W. Irving. *Journal of Algorithms* 6(4) 577 (1985)

M. Irwin et D. Hatzidimitriou. *MNRAS* 277 1354 (1995)

M. J. Irwin et al. *ApJ* 656 L13 (2007). arXiv:astro-ph/0701154

Z. Ivezic et al. *ArXiv e-prints* (2008). 0805.2366

Y. P. Jing et Y. Suto. *ApJ* 529 L69 (2000). arXiv:astro-ph/9909478

F. C. Jones. *Physical Review* 167 1159 (1968)

G. Jungman, M. Kamionkowski et K. Griest. *Phys. Rep.* 267 195 (1996). arXiv:hep-ph/9506380

P. M. W. Kalberla et J. Kerp. *ARA&A* 47 27 (2009)

N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko et A. I. Pavlov. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 52 17 (1997)

G. L. Kane et al. *Phys. Rev. D* 49 6173 (1994). arXiv:hep-ph/9312272

A. Kappes et al. *ApJ* 656 870 (2007). arXiv:astro-ph/0607286

A. Kashlinsky. *Phys. Rep.* 307 67 (1998). arXiv:astro-ph/9806236

S. C. Keller et al. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 24 1 (2007). arXiv:astro-ph/0702511

S. R. Kelner, F. A. Aharonian et V. V. Bugayov. *Phys. Rev. D* 74(3) 034018 (2006). arXiv:astro-ph/0606058

C. F. Kennel et F. V. Coroniti. *ApJ* 283 694 (1984)

F. J. Kerr et D. Lynden-Bell. *MNRAS* 221 1023 (1986)

M. P. Kertzman et G. H. Sembroski. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 343 629 (1994)

I. King. *AJ* 67 471 (1962)

A. Koch et al. *ApJ* 657 241 (2007). arXiv:astro-ph/0611372

H. W. Koch et J. W. Motz. *Reviews of Modern Physics* 31 920 (1959)

E. Komatsu et al. *ApJS* 180 330 (2009). 0803.0547

R. Koul et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 578 548 (2007). 0706.2055

S. M. Koushiappas, A. R. Zentner et A. V. Kravtsov. *ArXiv e-prints* (2010). 1006.2391

M. Kowalski et al. *ApJ* 686 749 (2008). 0804.4142

H. Krawczynski, J. Perkins et VERITAS Collaboration 37 1421 (2005)

M. Kuhlen. *Advances in Astronomy* 2010 (2010). 0906.1822

M. Kuhlen, J. Diemand et P. Madau. *ApJ* 671 1135 (2007). 0705.2037

J. Lavalle et al. *A&A* 479 427 (2008). 0709.3634

S. Le Bohec et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 416 425 (1998). arXiv:astro-ph/9804133

R. Le Gallou. *Note interne de la collaboration H.E.S.S.* (2005)

R. Le Gallou et al. *Note interne de la collaboration H.E.S.S.* (2005)

B. W. Lee et S. Weinberg. *Physical Review Letters* 39 165 (1977)

S. K. Lee, S. Ando et M. Kamionkowski. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 7 7 (2009). 0810.1284

C. Leinert et al. *A&AS* 127 1 (1998)

A. Lemière. Thèse de doctorat, Université Paris VII (2006)

M. Lemoine-Goumard. Thèse de doctorat, École Polytechnique (2006)

M. Lemoine-Goumard, B. Degrange et M. Tluczykont. *Astroparticle Physics* 25 195 (2006). arXiv:astro-ph/0601373

J.-P. Lenain. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris (2009)

J. Lequeux. *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences / CNRS Éditions (2002)

N. Leroy et al. *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference* 5 2895 (2003)

E. S. Levine, L. Blitz et C. Heiles. *Science* 312 1773 (2006). arXiv:astro-ph/0605728

T. Li et Y. Ma. *ApJ* 272 317 (1983)

Y. Li, G. De Lucia et A. Helmi. *MNRAS* 401 2036 (2010). 0909.1291

F. Ling et al. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 2 12 (2010). 0909.2028

S. Lombardi et al. *ArXiv e-prints* (2009). 0907.0738

M. S. Longair. *High Energy Astrophysics. Volume 1 : Particules, photons and their detection*. Cambridge University Press, New York (1992a)

M. S. Longair. *High Energy Astrophysics. Volume 2 : Stars, the Galaxy and the interstellar medium*. Cambridge University Press, New York (1992b)

M. A. Malkov et L. O'C Drury. *Reports on Progress in Physics* 64 429 (2001)

R. N. Manchester et al. *AJ* 129 1993 (2005). arXiv:astro-ph/0412641

G. D. Martinez et al. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 6 14 (2009). 0902.4715

R. Massey, T. Kitching et J. Richard. *Reports on Progress in Physics* 73(8) 086901 (2010). 1001.1739

M. L. Mateo. *ARA&A* 36 435 (1998). arXiv:astro-ph/9810070

J. S. Mathis, P. G. Mezger et N. Panagia. *A&A* 128 212 (1983)

D. Maurin. Thèse de doctorat, Université de Savoie (2001)

D. Maurin, A. Putze et L. Derome. *A&A* 516 A67+ (2010a). 1001.0553

D. Maurin et R. Taillet. *A&A* 404 949 (2003). arXiv:astro-ph/0212113

D. Maurin et al. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2002). arXiv:astro-ph/0212111

D. Maurin et al. *En préparation* (2010b)

H. A. Mayer-Hasselwander. *Space Sci. Rev.* 36 233 (1983)

D. Mazin et M. Raue. *A&A* 471 439 (2007). arXiv:astro-ph/0701694

P. J. McMillan et J. J. Binney. *MNRAS* 402 934 (2010). 0907.4685

P. Meade et al. *Nuclear Physics B* 831 178 (2010). 0905.0480

A. Mellinger. *PASP* 121 1180 (2009). 0908.4360

D. Merritt et al. *AJ* 132 2685 (2006). arXiv:astro-ph/0509417

P. Mészáros. *Reports on Progress in Physics* 69 2259 (2006). arXiv:astro-ph/0605208

M. Milgrom. *ApJ* 270 365 (1983)

I. F. Mirabel et L. F. Rodríguez. *Nature* 371 46 (1994)

B. Moore et al. *ApJ* 499 L5+ (1998). arXiv:astro-ph/9709051

R. R. Muñoz, S. R. Majewski et K. V. Johnston. *ApJ* 679 346 (2008). 0712.4312

R. R. Muñoz et al. *ApJ* 649 201 (2006). arXiv:astro-ph/0605098

D. Nagai et A. V. Kravtsov. *ApJ* 618 557 (2005). arXiv:astro-ph/0408273

J. F. Navarro, C. S. Frenk et S. D. M. White. *ApJ* 490 493 (1997). arXiv:astro-ph/9611107

J. F. Navarro et al. *MNRAS* 349 1039 (2004). arXiv:astro-ph/0311231

N. M. Nesterova et A. E. Chudakov. *Sov. Phys. JETP* 28 384 (1955)

A. F. Neto et al. *MNRAS* 381 1450 (2007). 0706.2919

S. Ohm, C. van Eldik et K. Egberts. *Astroparticle Physics* 31 383 (2009). 0904.1136

R. A. Ong. *Phys. Rep.* 305 93 (1998)

C. Orban et al. *ApJ* 686 1030 (2008). 0805.1058

C. D. Orth et A. Buffington. *ApJ* 206 312 (1976)

E. Paré et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 490 71 (2002)

A. A. Penzias et R. W. Wilson. *ApJ* 142 419 (1965)

W. J. Percival et al. *MNRAS* 381 1053 (2007). [arXiv:0705.3323]

J. S. Perkins 1085 569 (2008). 0810.0302

S. Piatek et al. *AJ* 126 2346 (2003)

L. Pieri, G. Bertone et E. Branchini. *MNRAS* 384 1627 (2008). 0706.2101

L. Pieri, M. Lattanzi et J. Silk. *MNRAS* 399 2033 (2009a). 0902.4330

L. Pieri et al. *ArXiv e-prints* (2009b). 0908.0195

H. C. Plummer. *MNRAS* 71 460 (1911)

E. Pointecouteau, M. Arnaud et G. W. Pratt. *A&A* 435 1 (2005). arXiv:astro-ph/0501635

T. A. Porter et al. *ApJ* 682 400 (2008). 0804.1774

C. Power et al. *MNRAS* 338 14 (2003). arXiv:astro-ph/0201544

S. Profumo, K. Sigurdson et M. Kamionkowski. *Physical Review Letters* 97(3) 031301 (2006). arXiv:astro-ph/0603373

A. Putze. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier (2009)

R. J. Rand et S. R. Kulkarni. *ApJ* 343 760 (1989)

L. Randall et R. Sundrum. *Physical Review Letters* 83 3370 (1999). arXiv:hep-ph/9905221

E. Rasia et al. *MNRAS* 369 2013 (2006). arXiv:astro-ph/0602434

J. I. Read et al. *MNRAS* 389 1041 (2008). 0803.2714

B. A. Reid et al. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 1 3 (2010). 0910.0008

M. J. Reid et al. *ApJ* 700 137 (2009). 0902.3913

M. Renaud. *ArXiv e-prints* (2009). 0905.1287

R. J. Reynolds et al. *ApJ* 448 715 (1995)

L. Rolland. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2005)

B. Rossi. *High-Energy Particles*. Prentice-Hall, New York (1952)

G. P. Rowell. *A&A* 410 389 (2003). arXiv:astro-ph/0310025

G. B. Rybicki et A. P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley (1979)

P. D. Sackett et L. S. Sparke. *ApJ* 361 408 (1990)

P. Salucci et al. *ArXiv e-prints* (2010). 1003.3101

P. L. Schechter. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2003). arXiv:astro-ph/0304480

D. Scott et G. F. Smoot. *ArXiv e-prints* (2010). 1005.0555

P. Scott et al. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 1 31 (2010). 0909.3300

W. T. Scott. *Reviews of Modern Physics* 35 231 (1963)

J. M. Siegal-Gaskins. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 10 40 (2008). 0807.1328

T. Sjöstrand et al. *Computer Physics Communications* 135 238 (2001). arXiv:hep-ph/0010017

V. Springel. *MNRAS* 364 1105 (2005). arXiv:astro-ph/0505010

V. Springel, S. D. M. White et L. Hernquist. Dans S. Ryder, D. Pisano, M. Walker, & K. Freeman, réd., *Dark Matter in Galaxies*, t. 220 de *IAU Symposium*, 421–+ (2004)

V. Springel et al. *MNRAS* 391 1685 (2008). 0809.0898

J. Stadel et al. *MNRAS* 398 L21 (2009). 0808.2981

F. Stoehr. Mémoire de maîtrise, Technische Universität München (1999)

L. E. Strigari et al. *Nature* 454 1096 (2008). 0808.3772

A. W. Strong et I. V. Moskalenko. *ApJ* 509 212 (1998). arXiv:astro-ph/9807150

A. W. Strong et I. V. Moskalenko 5 1964 (2001a). arXiv:astro-ph/0106505

A. W. Strong et I. V. Moskalenko 5 1942 (2001b). arXiv:astro-ph/0106504

A. W. Strong, I. V. Moskalenko et V. S. Ptuskin. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 57 285 (2007). arXiv:astro-ph/0701517

A. W. Strong, I. V. Moskalenko et O. Reimer. *ApJ* 613 962 (2004). arXiv:astro-ph/0406254

G. Superina. Thèse de doctorat, École Polytechnique (2008)

R. Taillet et D. Maurin. *A&A* 402 971 (2003). arXiv:astro-ph/0212112

M. Taoso, G. Bertone et A. Masiero. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics* 3 22 (2008). 0711.4996

A. Tasitsiomi et A. V. Olinto. *Phys. Rev. D* 66(8) 083006 (2002). arXiv:astro-ph/0206040

M. Tavani et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 588 52 (2008). 0807.4254

J.-P. Tavernet. *Note interne de la collaboration H.E.S.S.* (2002)

M. Tegmark et al. *Phys. Rev. D* 73(2) 023505 (2006). arXiv:astro-ph/0511774

M. Teshima et al. Dans *International Cosmic Ray Conference*, t. 3 de *International Cosmic Ray Conference*, 1045–1048 (2008). 0709.1475

R. Teyssier. *A&A* 385 337 (2002). arXiv:astro-ph/0111367

The Dark Energy Survey Collaboration. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2005). arXiv:astro-ph/0510346

The Fermi-LAT Coll. *ArXiv e-prints* (2010). 1002.2239

D. J. Thompson et al. *ApJS* 86 629 (1993)

O. Tibolla et al. *ArXiv e-prints* (2009). 0907.0574

E. J. Tollerud et al. *ApJ* 688 277 (2008). 0806.4381

E. Tolstoy, V. Hill et M. Tosi. *ARA&A* 47 371 (2009). 0904.4505

G. Tormen, F. R. Bouchet et S. D. M. White. *MNRAS* 286 865 (1997). arXiv:astro-ph/9603132

T. Tümer et al. *Astroparticle Physics* 11 271 (1999)

J. A. Tyson, G. P. Kochanski et I. P. dell'Antonio. *ApJ* 498 L107+ (1998). arXiv:astro-ph/9801193

C. M. Urry et P. Padovani. *PASP* 107 803 (1995). arXiv:astro-ph/9506063

J. P. Vallée. *AJ* 135 1301 (2008)

J. van Eymeren et al. *A&A* 505 1 (2009). 0906.4654

VERITAS Collaboration : J. Grube. *ArXiv e-prints* (2007). 0709.4300

P. Vincent. *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference* 5 163 (2005)

P. Vincent et al. Dans *International Cosmic Ray Conference*, t. 5, 2887–+ (2003)

V. Vitale, A. Morselli et for the Fermi/LAT Collaboration. *ArXiv e-prints* (2009). 0912.3828

H. J. Völk et K. Bernlöhr. *Experimental Astronomy* 25 173 (2009). 0812.4198

R. G. Wagner, for the VERITAS Collaboration et and. *ArXiv e-prints* (2009a). 0910.4563

R. M. Wagner et al. *ArXiv e-prints* (2009b). 0912.3742

M. G. Walker et al. *ApJS* 171 389 (2007a). arXiv:astro-ph/0703284

M. G. Walker et al. *ApJ* 667 L53 (2007b). 0708.0010

M. G. Walker et al. *ApJ* 704 1274 (2009). 0906.0341

S. M. Walsh, H. Jerjen et B. Willman. *ApJ* 662 L83 (2007). 0705.1378

T. A. Weaver. *Phys. Rev. A* 13 1563 (1976)

T. C. Weekes et al. *ApJ* 342 379 (1989)

T. C. Weekes et al. *Astroparticle Physics* 17 221 (2002). arXiv:astro-ph/0108478

S. D. M. White et M. J. Rees. *MNRAS* 183 341 (1978)

S. D. M. White et al. *ApJ* 313 505 (1987)

L. M. Widrow. *Reviews of Modern Physics* 74 775 (2002). arXiv:astro-ph/0207240

L. M. Widrow, B. Pym et J. Dubinski. *ApJ* 679 1239 (2008). 0801.3414

M. I. Wilkinson et al. *EAS Publications Series* 20 105 (2006)

B. Willman et al. *AJ* 129 2692 (2005a). arXiv:astro-ph/0410416

B. Willman et al. *ApJ* 626 L85 (2005b). arXiv:astro-ph/0503552

J. Wolf et al. *MNRAS* 778–+ (2010). 0908.2995

M. G. Wolfire et al. *ApJ* 587 278 (2003). arXiv:astro-ph/0207098

M. Wood et al. *ApJ* 678 594 (2008). 0801.1708

X. X. Xue et al. *ApJ* 684 1143 (2008). 0801.1232

N. E. Yanasak et al. *ApJ* 563 768 (2001)

B. Yanny et al. *AJ* 137 4377 (2009). 0902.1781

W.-M. Yao et al. *Journal of Physics G* 33 1+ (2006)

D. G. York et al. *AJ* 120 1579 (2000). arXiv:astro-ph/0006396

G. T. Zatsepin et A. E. Chudakov. *J. Exp. Theor. Phys.* 41 655 (1961)

H. Zhao. *MNRAS* 278 488 (1996). arXiv:astro-ph/9509122

D. B. Zucker et al. *ApJ* 650 L41 (2006a). arXiv:astro-ph/0606633

D. B. Zucker et al. *ApJ* 643 L103 (2006b). arXiv:astro-ph/0604354

F. Zwicky. *Helvetica Physica Acta* 6 110 (1933)

Annexe A

Analyse de paires *On-Off*

Dans cette annexe sont présentés les détails de l'analyse menée sur la soustraction de fond en mode *On-Off*, et abordée dans le chapitre 5. En premier lieu, nous rapportons les résultats obtenus sur les observations dédiées de type *On-Off*, puis nous donnerons quelques informations sur la recherche de paires de type *On-Off* parmi toutes les données de H.E.S.S.

A.1 Observations en mode *On-Off*

Un certain nombre d'observations *On-Off* ont été menées par l'expérience H.E.S.S. Il s'agit de paires, où la première observation pointe en direction de la source étudiée, et la seconde est réalisée juste avant ou juste après, au cours de la même nuit, et est orientée vers une région dépourvue de sources. Les tableaux A.1, A.2 et A.3 résument les propriétés des 27 paires sélectionnées parmi les données de H.E.S.S. Pour chaque observation (ou *run*), la direction d'observation en coordonnées équatoriales et galactiques, le nombre total d'événements enregistrés, ainsi que le nombre d'événements passant les coupures de la séparation γ/hadrons sont donnés. La durée des *runs* est également indiquée.

Afin de quantifier la qualité d'une paire, la probabilité de ressemblance des distributions du nombre d'événements en fonction du temps entre les deux observations *On* et *Off* est évaluée (voir page 120). Le χ^2 quantifiant la ressemblance est calculé, avec un échantillonnage de 3-4 secondes. La probabilité qui en est issue est indiquée dans la colonne « Proba. (χ^2) ».

De plus, en ce qui concerne la position des télescopes par rapport au ciel, la différence moyenne de l'angle zénithal entre les deux observations d'une même paire est évaluée. Pour le calcul, un échantillonage de 15 secondes est adopté :

$$\langle \Delta\theta_{\mathrm{zen}} \rangle = \frac{\sum_{i=0}^{n} \left| \theta_{\mathrm{zen}}^{\mathrm{On}} - \theta_{\mathrm{zen}}^{\mathrm{Off}} \right|}{n} , \tag{A.1}$$

avec n le nombre de pas d'échantillonnage. Les valeurs obtenues sont indiquées dans la colonne « $\langle \Delta\theta_{\mathrm{zen}} \rangle$ » des tableaux. Les valeurs sont discutées page 121. Un problème est décelé pour les

Source	Paire n°	*run* n°	*On*/ *Off*	Équatoriales (deg.)		Galactiques (deg.)		Nb. total	Nb. ap. coup.	Durée (sec.)	Proba. (χ^2)	$\langle\Delta\theta_{\rm zen}\rangle$ (deg.)
				α_{2000}	δ_{2000}	l	b					
RXJ 1713.7-3946	1	21701	*On*	258,39	–39,76	347,33	–0,47	146458	1025	1681	0,756	0,11
		21702	*Off*	265,89	–39,76	350,52	–5,28	144969	679	1681		
	2	21721	*On*	258,39	–39,76	347,33	–0,47	158644	1159	1681	0,781	err.
		21722	*Off*	265,89	–39,76	350,52	–5,28	156453	815	1682		
	3	21748	*On*	258,39	–39,76	347,33	–0,47	139696	1001	1682	0,812	err.
		21749	*Off*	265,89	–39,76	350,52	–5,28	137697	658	1682		
	4	21769	*On*	258,39	–39,76	347,33	–0,47	120669	870	1681	0,604	0,10
		21770	*Off*	265,89	–39,76	350,52	–5,28	119114	616	1682		
G31.6-07	5	28296	*On*	282,88	–1,5	31,6	–0,7	153626	933	1690	0,959	0,03
		28297	*Off*	290,38	–1,5	35,03	–7,37	150950	780	1694		
G32.2-07	6	28278	*On*	283,15	–0,97	32,2	–0,7	217731	1371	1690	0,998	0,20
		28279	*Off*	290,65	–0,97	35,63	–7,37	217213	1147	1690		
G32.8-07	7	28264	*On*	283,42	–0,44	32,8	–0,7	175227	545	1690	0,9997	0,35
		28265	*Off*	290,92	–0,44	36,24	–7,37	174708	490	1690		
G33.1+07	8	28301	*On*	282,31	0,47	33,1	0,7	86335	280	1690	0,758	0,26
		28302	*Off*	289,81	0,47	36,53	–5,97	83184	249	1695		
G33.4-07	9	28262	*On*	283,7	0,1	33,4	–0,7	203912	1015	1693	0,9992	0,25
		28263	*Off*	291,2	0,1	36,84	–7,37	203475	927	1690		
G33.7+07	10	28298	*On*	282,59	1,0	33,7	0,7	135500	820	1690	0,479	0,18
		28299	*Off*	290,09	1,0	37,14	–5,97	130784	674	1693		
G34.0-07	11	28260	*On*	283,97	0,63	34	–0,7	213414	1211	1694	0,967	0,08
		28261	*Off*	291,47	0,63	37,45	–7,37	211143	1070	1690		
G34.3+07	12	28280	*On*	282,86	1,54	34,3	0,7	194439	946	1691	0,990	0,25
		28281	*Off*	290,36	1,54	37,74	–5,96	194785	793	1690		
G34.6-07	13	28205	*On*	284,24	1,17	34,6	–0,7	220375	1443	1693	0,679	0,13
		28206	*Off*	291,74	1,17	38,05	–7,36	219015	1204	1694		

Table A.1 – *Récapitulatif des observations en mode* On-Off. *L'observation (ou* run*) de type* On *pointe en direction de la source indiquée dans la première colonne. Les coordonnées équatoriales* $(\alpha_{2000}, \delta_{2000})$ *et galactiques* (l, b) *sont indiquées, ainsi que le nombre total d'événements enregistrés (Nb. total), le nombre d'événements passant les coupures (Nb. ap. coup.), la durée du* run*, la probabilité issue du* χ^2*, et la différence moyenne en angle zénithal (*$\langle\Delta\theta_{\rm zen}\rangle$*).*

Source	Paire n°	*run* n°	*On*/ *Off*	Équatoriales (deg.)		Galactiques (deg.)		Nb. total	Nb. ap. coup.	Durée (sec.)	Proba. (χ^2)	$\langle \Delta\theta_{zen} \rangle$ (deg.)
				α_{2000}	δ_{2000}	l	b					
G34.9+07	**14**	28276	*On*	283,0	1,8	34,6	0,7	219178	1509	1692	0	0,02
		28277	*Off*	290,5	1,8	38,04	−5,96	207685	1183	1690		
Milagro Hotspot	**15**	30045	*On*	79,76	26,0	179,25	−6,55	120265	39	1700	0,060	0,29
		30046	*Off*	87,25	26,0	182,9	−0,88	118421	38	1696		
1ES 0414+009	**16**	28981	*Off*	56,7	1,09	186,4	−39,28	186779	1093	1693	0,973[a]	0,05
		28982	*On*	64,22	1,09	191,81	−33,16	134488	723	1218		
	17	29003	*Off*	56,7	1,09	186,4	−39,28	192095	1046	1690	0,994	0,08
		29004	*On*	64,22	1,09	191,81	−33,16	194075	1161	1690		

TABLE A.2 – *Suite du tableau A.1.*

Source	Paire n°	*run* n°	*On*/ *Off*	Équatoriales (deg.)		Galactiques (deg.)		Nb. total	Nb. ap. coup.	Durée (sec.)	Proba. (χ^2)	$\langle\Delta\theta_{zen}\rangle$ (deg.)
				α_{2000}	δ_{2000}	l	b					
Centre Galactique	**18**	58728	*On*	267,68	−28,44	1,00	−0,70	186314	1143	1968	0,824	0,07
		58729	*Off*	276,44	−28,44	4,72	−7,45	185142	886	1968		
	19	58750	*Off*	258,91	−28,44	356,80	5,77	172852	1143	1700	0,791[(a)]	0,05
		58751	*On*	267,68	−28,44	1,00	−0,70	170204	1232	1700		
	20	58777	*On*	267,68	−28,44	1,00	−0,70	137079	1078	1969	0,896	0,06
		58778	*Off*	276,44	−28,44	4,72	−7,45	136145	940	1968		
	21	58801	*Off*	258,91	−28,44	356,80	5,77	168737	1181	1968	0,903	0,06
	22	58802	*On*	267,68	−28,44	1,00	−0,70	164317	1231	1968	0,725	0,05
		58803	*Off*	276,44	−28,44	4,72	−7,45	163792	1030	1968		
	23	58805	*On*	267,68	−28,44	1,00	−0,70	159366	1126	1969	0,755	0,07
		58806	*Off*	276,44	−28,44	4,72	−7,45	166862	1071	1968		
	24	58828	*Off*	258,91	−28,44	356,80	5,77	181651	1248	1968	0,397	0,03
	25	58829	*On*	267,68	−28,44	1,00	−0,70	187893	1136	1971	0,922	0,05
		58830	*Off*	276,44	−28,44	4,72	−7,45	191705	1083	1968		
	26	58859	*Off*	258,91	−28,44	356,80	5,77	200483	1297	1968	0,407	0,04
	27	58860	*On*	267,68	−28,44	1,00	−0,70	207619	1228	1968	0,277	0,03
		58861	*Off*	276,44	−28,44	4,72	−7,45	210793	1192	1968		

(a) Un saut du taux de déclenchement est observé pour le run 58751, la comparaison est effectuée et les chiffres sont donnés pour les 1700 premières secondes, (b) le calcul est effectué sur la base des 1948 premières secondes.

Table A.3 – *Deuxième série d'observations de type* On-Off*, prises en direction du centre galactique (voir le tableau A.1).*

paires n° 2 et 3 : les informations de positionnement ne sont pas disponibles pour l'une des deux observations de la paire (en l'occurence les *runs* 21722 et 21749).

A.2 Recherche de paires *On-Off*

Un outil a été développé qui permet d'associer deux observations, en sélectionnant et spécifiant l'intervalle de tolérance de certains critères :

- Le nombre de télescopes opérationnels au cours de la prise de données. En effet, l'acceptance de l'instrument dépend du nombre de télescopes. Pour une analyse de type *On-Off* il est important de comparer des données prises dans des conditions similaires.
- L'efficacité optique calculée à partir des anneaux de muons (voir page 103). Depuis le début de sa mise en service, l'efficacité de collection de la lumière de l'instrument n'a cessé de decroître en raison de la perte de réflectivité des miroirs (voir la figure 4.21). Le seuil en énergie de l'instrument a ainsi peu à peu augmenté.
- La durée de l'observation. Pour des aspects statistiques, on pourra préférer choisir des observations ayant la même durée : en effet, il arrive que la prise de données soit stoppée avant son terme en cas problèmes techniques.
- Le taux de déclenchement du système central (voir page 99). Le taux de déclenchement de l'instrument dépend non seulement des angles azimuthaux et zénithaux adoptés par les télescopes, mais aussi des conditions atmosphériques. La transparence de l'atmosphère, la présence de particules dans l'air, l'humidité ambiante affectent fortement la quantité de photons Cherenkov atteignant le sol. Il peut être nécessaire de vouloir limiter cette variation. Sans cela, elle devra être corrigée.
- Les angles zénithaux et azimuthaux de la position des télescopes. L'acceptance de l'instrument (et ainsi le seuil en énergie) dépendent de l'orientation des télescopes. L'angle azimuthal présente une forte influence, tandis que l'angle azimuthal intervient dans les simulations de développement des gerbes dans l'atmosphère, à cause de la présence du champ géomagnétique.
- L'angle hors-axe. La plupart des observations sont réalisées en mode décalé, la source n'étant pas située au centre du champ de vue, mais déplacée d'un angle variant en général entre 0,5° et 1,0°. L'acceptance de l'instrument sur la région source dépend de ce paramètre. Il peut être intéressant pour certaines études d'imposer la valeur d'angle hors-axe. Ce critère n'est pas retenu pour la soustraction de fond de type *On-Off*, tout le champ de vue de l'instrument étant utilisé.

La figure A.1 montre l'intégration de l'outil de sélection dans une interface GUI [1] associée à l'étude de la qualité des observations réalisées par H.E.S.S..

1. http://wiki.python.org/moin/GuiProgramming

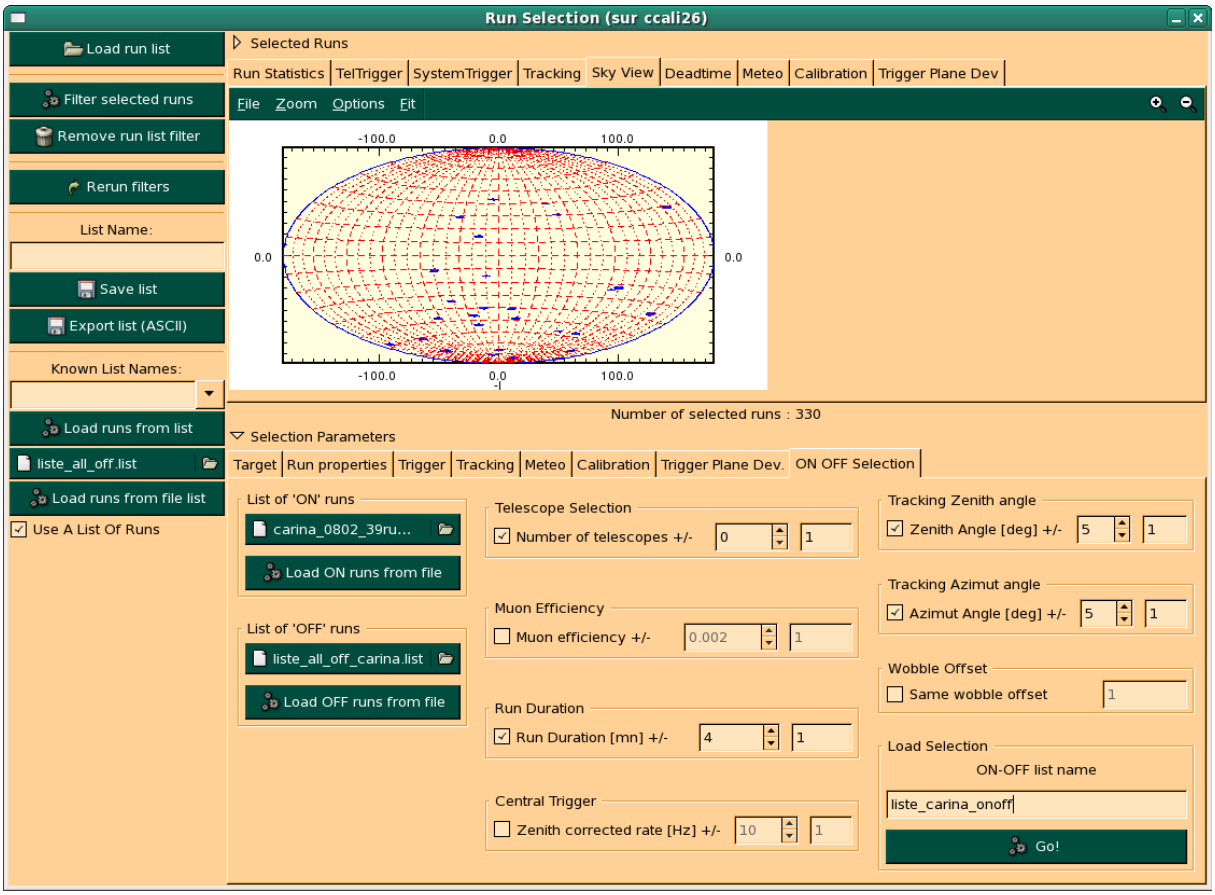


Figure A.1 – *Interface graphique de l'outil d'appariement. Les différents critères peuvent être ou non sélectionnés. L'intervalle de tolérance doit être choisi, ainsi que l'ordre de priorité du critère.*

Annexe B

Systèmes de coordonnées

Au cours du développement du code CLUMPY, il est apparu nécessaire de définir différents systèmes de coordonnées (voir le paragraphe 6.1.2). Cette annexe donne des détails quant aux définitions adoptées, ainsi que les formules qui permettent d'effectuer les changements de coordonnées.

Deux bases vectorielles sont définies, qui sont attachées soit au Centre Galactique (CG), soit à la Terre (considérée comme étant confondue avec le Soleil au vu des distances galactiques). L'introduction de ces deux bases est liée au fait que (a) la distribution de matière noire dans la Galaxie est donnée dans le référentiel attaché au CG, (b) les observations ont lieu depuis la Terre, dans une direction quelconque (ψ, θ). Cinq systèmes de coordonnées sont définis à partir de ces deux bases. Lorsque le centre de référence est le CG, le système porte en indice G : $(\ ,\ ,\ )_G$. Pour la Terre, l'indice est $\oplus$: $(\ ,\ ,\ )_\oplus$. Les bases vectorielles et les sytèmes de coordonnées sont résumés dans le tableau B.1.

La première base $\left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right)$ est définie à partir de la direction Terre-CG $(\vec{i})$ et de la direction CG-Pôle Nord Galactique (PNG) $(\vec{k})$. À partir de cette base, trois systèmes de coordonnées sont définis : deux systèmes cartésiens $(x, y, z)_G$ et $(x, y, z)_\oplus$, et un système de coordonnées sphérique $(l, \psi, \theta)_\oplus$. Ce dernier est le référentiel Galactique communément utilisé en astronomie.

Centre	Base vectorielle	Système de coordonnées
CG	$\left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right)$	$(x, y, z)_G$
T	$\left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right)$	$(x, y, z)_\oplus$
T	$\left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right)$	$(l, \psi, \theta)_\oplus$
T	$\left(\vec{i'}, \vec{j'}, \vec{k'}\right)$	$(x', y', z')_\oplus$
T	$\left(\vec{i'}, \vec{j'}, \vec{k'}\right)$	$(l, \alpha, \beta)_\oplus$

TABLE B.1 – *Tableau récapitulant les différents systèmes de coordonnées définis dans le cadre de la simulation, attachés soit au Centre Galactique (G), soit à la Terre (⊕). Ils reposent sur deux bases vectorielles, l'une relative à la direction du pôle nord Galactique et à la direction Terre-CG* $\left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right)$*, l'autre relative à la ligne de visée* $\left(\vec{i'}, \vec{j'}, \vec{k'}\right)$.

La seconde base $\left(\vec{i'}, \vec{j'}, \vec{k'}\right)$ est définie à partir de la direction de la ligne de visée (ψ, θ). Elle correspond à la transformation de la base $\left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right)$ par deux rotations successives :

$$\left(\vec{i'}, \vec{j'}, \vec{k'}\right) = \mathcal{R}(\theta)\ \mathcal{R}(\psi)\ \left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right)$$

soit

$$\begin{aligned}
\vec{i'} &= +\cos(\theta)\cdot\cos(\psi)\ \vec{i} + \cos(\theta)\cdot\sin(\psi)\ \vec{j} + \sin(\theta)\ \vec{k} \\
\vec{j'} &= -\sin(\psi)\ \vec{i} + \cos(\psi)\ \vec{j} \\
\vec{k'} &= -\sin(\theta)\cdot\cos(\psi)\ \vec{i} - \sin(\theta)\cdot\sin(\psi)\ \vec{j} + \cos(\theta)\ \vec{k},
\end{aligned}$$

avec $\mathcal{R}(\theta)$ et $\mathcal{R}(\psi)$ les matrices de rotation associées respectivement aux angles θ et ψ. Deux systèmes de coordonnées sont définis dans cette nouvelle base : un système cartésien $(x', y', z')_\oplus$, et un système sphérique $(l, \alpha, \beta)_\oplus$. Ce dernier permet de calculer l'intégrale numérique du carré de la densité massique de la matière noire contenue dans l'angle solide.

Le passage du système de coordonnées $(x, y, z)_G$ au systéme sphérique $(l, \alpha, \beta)_\oplus$ attaché à la ligne de visée dans la direction (ψ, θ) s'exprime in extenso par :

$$\begin{aligned}
x &= [x'\cdot\cos(\psi)\cdot\cos(\theta) - y'\cdot\sin(\psi) - z'\cdot\sin(\theta)\cdot\cos(\psi)] - R_\odot \\
y &= x'\cdot\sin(\psi)\cdot\cos(\theta) + y'\cdot\cos(\psi) - z'\cdot\sin(\theta)\cdot\sin(\psi) \\
z &= x'\cdot\sin(\theta) + z'\cdot\cos(\theta)
\end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}
x' &= l\cdot\cos(\alpha) \\
y' &= l\cdot\sin(\alpha)\cdot\sin(\beta) \\
z' &= l\cdot\sin(\alpha)\cdot\cos(\beta)\,.
\end{aligned}$$

La transformation inverse, c'est-à-dire le passage du système de coordonnées $(l, \alpha, \beta)_\oplus$ attaché à la ligne de visée dans la direction (ψ, θ) vers le système cartésien $(x, y, z)_G$, s'énonce de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
l &= \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} \\
\alpha &= \cos^{-1}(x'/l) \\
\beta &= \begin{cases} \cos^{-1}(z'/\sqrt{x'^2 + y'^2}) & \text{si} \quad y' \geq 0 \\ 2\pi - \cos^{-1}(z'/\sqrt{x'^2 + y'^2}) & \text{si} \quad y' < 0 \end{cases}
\end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}
x' &= (x + R_\odot)\cdot\cos(\psi)\cdot\cos(\theta) + y\cdot\sin(\psi)\cdot\cos(\theta) + z\cdot\sin(\theta) \\
y' &= -(x + R_\odot)\cdot\sin(\psi) + y\cdot\cos(\psi) \\
z' &= -(x + R_\odot)\cdot\cos(\psi)\cdot\sin(\theta) - y\cdot\sin(\psi)\cdot\sin(\theta) + z\cdot\cos(\theta)\,.
\end{aligned}$$

La figure B.1 illustre ces propos. La Terre est représentée en O, à une distance $R_\odot$ du CG. Les axes noirs correspondent à la base $\left(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}\right)$ attachée au CG. Les axes rouges sont relatifs à la même base mais attachée à la Terre. Les pôles galactiques sont indiqués par les acronymes PGN

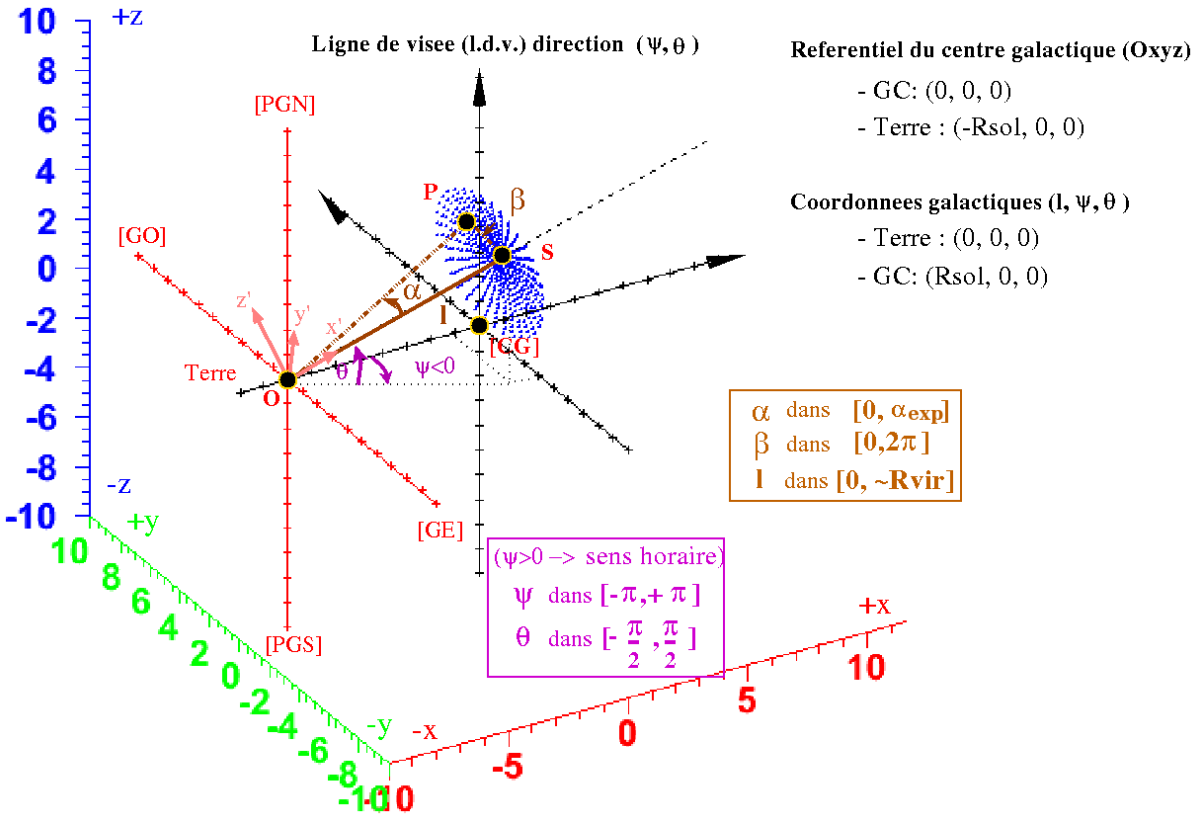


FIGURE B.1 – *Schéma illustrant le choix des systèmes de coordonnées retenus pour la simulation. La Terre (située en O) est située à une distance* $R_\odot$ *du Centre Galactique (CG). Les pôles galactiques sont indiqués par les acronymes PGN (Pôle Galactique Nord) et PGS (Pôle Galactique Sud), les directions galactiques par GO (Galactique Ouest) et GE (Galactique Est). Le point S est sur la ligne de visée pointant dans la direction* (ψ, θ)*, le point P est contenu dans l'angle solide de l'expérience. Les systèmes de coordonnées* $(x, y, z)_G$ *et* $(x, y, z)_\oplus$ *(voir texte) sont matérialisés par des axes en trait plein respectivement noir et rouge. Le système* $(l, \psi, \theta)_\oplus$ *apparaît par l'indication des angles* ψ *et* θ*. Enfin, les deux systèmes attachés à la ligne de visée* $(x', y', z')_\oplus$ *et* $(l, \alpha, \beta)_\oplus$ *sont représentés respectivement par un trièdre et par les angles* α *et* β*.*

(Pôle Galactique Nord) et PGS (Pôle Galactique Sud). Les autres orientations sont désignées par GO (Galactique Ouest) et GE (Galactique Est). Soit un point S situé sur une ligne de visée dans la direction (ψ, θ) à une distance l. Parcourir toutes les directions inclues dans l'angle solide à une distance l revient à faire parcourir au point P toutes les positions symbolisées par un point bleu. Dans le sytème de coordonnées $(l, \alpha, \beta)_\oplus$, α varie entre 0 et α_{exp} (l'angle d'ouverture de l'angle solide, identifé à la résolution de l'instrument), et β varie entre 0 et 2π.

Annexe C

À propos du code CLUMPY

L'outil développé permettant de simuler la distribution de la matière noire dans la Galaxie, et d'en extraire le flux de rayons γ produit par l'annihilation de particules, est public [1]. Il est baptisé CLUMPY. Il est écrit dans le langage C++, en utilisant les librairies du logiciel ROOT [2]. Une description de son fonctionnement et de son architecture est présentée dans l'article Charbonnier et al. (2010a). Cette annexe vient compléter la présentation générale du code faite dans le chapitre 6. Sont donnés des détails concernant la méthodologie appliquée pour obtenir les paramètres intrinsèques des sous-halos à partir de leur masse (paragraphe C.1), la procédure qui permet d'optimiser le nombre de sous-halos à tirer (paragraphe C.2), et la façon dont est répartie la matière noire entre la composante *lisse* est les sous-structures dans la Galaxie (paragraphe C.3).

C.1 Les paramètres intrinsèques des sous-halos

Le profil de densité des halos de matière noire est communément approché par une fonction à deux paramètres : $\rho(r) = \rho(r_s, \rho_s; r)$, où r_s et ρ_s sont respectivement le rayon et la densité caractéristiques (voir le paragraphe 3.1.2 page 53). À partir d'un seul paramètre, la masse virielle M_{vir} d'un halo (définie page 59), il est néanmoins possible de caractériser entièrement le halo, en obtenant r_s, ρ_s, ainsi que le rayon viriel [3] du sous-halo r_{vir}. La démarche adoptée est la suivante.

(i) La masse virielle d'un halo supposé sphérique est égale à :

$$M_{vir} = \frac{4\pi}{3} \Delta \rho_c \, r_{vir}^3 \,, \tag{C.1}$$

avec le facteur Δ introduit page 59 et ρ_c la densité critique de l'Univers. Si la masse virielle est donnée, l'inversion de l'équation C.1 permet d'obtenir facilement le rayon viriel du halo : $r_{vir} = (3M_{vir}/4\pi\Delta\rho_c)^{1/3}$.

1. Le code est disponible à l'adresse : (va être spécifié sous peu !)
2. http://root.cern.ch/
3. Rappelons que le rayon viriel r_{vir} est par définition le rayon à l'intérieur duquel la densité moyenne du halo est égale à $\Delta \times \rho_c$, ρ_c étant la densité critique de l'Univers.

Profils	Références	$r_s = f(r_{-2})$
Générique	Zhao (1996)	$r_s = \left(\frac{\beta-2}{2-\gamma}\right)^{\frac{1}{\alpha}} \times r_{-2}$
N04	Navarro et al. (2004)	$r_s = r_{-2}$
EINASTO06	Merritt et al. (2006) Graham et al. (2006)	$r_s = \left(\frac{2n}{d_n}\right)^{-n} \times r_{-2}$

TABLE C.1 – *Tableau donnant la relation $r_s = f(r_{-2})$ pour les différents profils de densité utilisés dans le code. Le profil générique correspond au paramétrage proposé par Zhao (1996), où $\rho(r)$ est exprimé à l'aide des trois paramètres (α, β, γ). Le profil de EINASTO06 est quant à lui exprimé en fonction des paramètres n et d_n.*

(ii) Le paramètre de concentration c_{vir} d'un sous-halo permet d'obtenir son rayon caractéristique r_s étant donnée sa masse et son rayon viriels. Ce paramètre est évalué à partir des simulations N-corps (voir page 3.1.4), et est une fonction de la masse virielle du halo (les paramétrages de la relation $c_{vir} = f(M_{vir})$ intégrés dans le code sont ceux proposés par Bullock et al. 2001; Eke et al. 2001; Dolag et al. 2004; Neto et al. 2007; Gao et al. 2008). Il est défini ainsi (Bullock et al., 2001) :

$$c_{vir}(M_{vir}) = \frac{r_{vir}}{r_{-2}} , \tag{C.2}$$

où r_{-2} est le rayon pour lequel la pente logarithmique du profil de densité est égale à -2, soit :

$$\left.\frac{\mathrm{d}r^2\rho(r)}{\mathrm{d}r}\right|_{r=r_{-2}} = 0 . \tag{C.3}$$

Pour le profil NFW97 (Navarro et al., 1997), le plus largement utilisé, $r_{-2} = r_s$. En revanche, pour les autres profils de densité, leur rayon caractéristique r_s est différent de r_{-2}. L'expression $r_s = f(r_{-2})$ est donnée dans le tableau C.1 pour les différents profils de densité utilisés et présentés dans le paragraphe 3.1.2. Notons que pour le profil de cœur ISO, r_{-2} n'est pas défini. Ainsi, à partir de M_{vir} et de r_{vir} tiré de (i), le calcul de c_{vir} permet d'évaluer la valeur de r_{-2} et de remonter au rayon caractéristique r_s.

(iii) Enfin, la densité caractéristique ρ_s est obtenue suite à la normalisation du profil de densité $\rho(r)$ sur le volume du halo :

$$M_{vir} = 4\pi \int_0^{r_{vir}} \rho(r)\, r^2\, \mathrm{d}r = \rho_s \times V_{vir} , \tag{C.4}$$

où V_{vir} est le volume du halo délimité par le rayon viriel.

C.2 Optimisation du nombre de sous-halos à tirer

La méthode d'optimisation pour le calcul du facteur astrophysique provenant de la contribution des sous-halos est présentée dans ce paragraphe. Il s'agit d'établir des critères permettant de réduire le nombres de sous-halos à tirer, afin de pouvoir appliquer le calcul de la limite continue vu page 154. Nous avons vu qu'il y avait environ 100 sous-halos de matière noire entre 10^8 et 10^{10} $M_\odot$ dans la Galaxie (voir le paragraphe traitant de la normalisation de la distribution

des sous-halos, page 151). Avec une distribution $d\mathcal{P}_M(M)/dM \propto M^{-2}$ (cf. page 150), le nombre à tirer – et donc le calcul du terme astrophysique pour les sous-halos – devient rapidement prohibitif pour les petites masses.

Ainsi, le nombre de sous-structures de masse supérieure à M à tirer étant de l'ordre de :

$$N_{>M} \approx 10^{10} \left(\frac{M_\odot}{M}\right) , \tag{C.5}$$

la masse limite minimum $M_{\rm min}$ telle que l'on ait au plus $N_{\rm lim}$ sous-halos à tirer dans une carte ayant pour angle d'ouverture $\alpha_{\rm map}$ est donnée par :

$$M_{\rm lim} \approx \frac{10^{10}}{N_{\rm lim}} \cdot \frac{\alpha_{\rm map}^2}{4\pi} . \tag{C.6}$$

En souhaitant tirer un nombre de sous-halos $N_{\rm lim} = 10^6$ avec $\alpha_{\rm map} = 10°$, il vient $M_{\rm lim} \approx \mathcal{O}(10\ M_\odot)$. Pour calculer la contribution des petites masses, il faut donc essayer de ne tirer que les sous-halos *utiles*, c'est-à-dire ceux qui donnent une contribution significative au signal. Intuitivement, on sent bien que les petites sous-structures donneront une contribution négligeable si elles sont placées loin de l'observateur. Inversement, un sous-halo très proche pourra dominer le signal. Cependant, sans entrer dans le détail, pour une masse donnée de sous-halo, les distances auxquelles positionner un sous-halo pour que ceci devienne vrai correspondent à des probabilités très faibles.

Par ailleurs, nulle part n'apparaît le critère de l'angle d'intégration (ou résolution instrumentale) qui doit pourtant jouer un rôle. Prenons une décade en masse : si le nombre de sous-halos dans cette décade est suffisamment grand sur la ligne de visée, leur contribution pourra être assimilée à leur valeur moyenne donnée page 154. Plus la résolution de l'instrument est fine, plus la masse pour laquelle le calcul de la valeur moyenne est applicable diminue. Et donc plus grand sera le nombre de sous-structures à tirer. Reste maintenant à transformer ce raisonnement intuitif en un critère objectif[4].

C.2.1 Approche simple et non optimale

Dans un premier temps, nous avons utilisé un critère statistique simple sur le calcul du facteur astrophysique J pour une direction d'intégration. La démarche est la suivante :

- étape 1 : boucler sur chaque décade en masse,
- étape 2 : pour une décade en masse, comparer la valeur d'un tirage à la valeur moyenne pour différentes distances d'intégration,
- étape 3 : répéter l'étape 2 pour un grand nombre n de tirages et calculer la variance de J.

Ces trois étapes nous permettent, pour une précision donnée (par exemple pas plus de x% de différence entre la valeur moyenne et la valeur d'un tirage sur les n tirages) et pour chaque décade en masse, de trouver la distance pour laquelle l'utilisation de la valeur moyenne est

4. Notons que des traitements statistiques sophistiqués ont été développés récemment pour caractériser la distribution du signal d'annihilation dans la Galaxie (voir par exemple Koushiappas et al. 2010), mais notre objectif est différent ici.

correcte. Dans le calcul final des cartes, en deça de cette distance, les sous-halos sont tirés (les cartes présentées dans le chapitre 6 sont basées sur cette méthode).

Le résultat final de cette évaluation est comme attendu : plus les sous-halos sont de faible masse, plus la distance sur laquelle il faut les tirer est petite. Ceci permet de ramener le nombre total de sous-structures à tirer à $\sim 10^6$ pour une carte $10° \times 10°$. L'inconvénient de cette approche est le suivant : il faut répéter n fois le tirage dans une direction pour sélectionner les distances, de plus n ne doit pas être trop grand pour apporter un gain au temps de calcul total, mais il ne doit pas être trop petit pour que la méthode ait un sens statistique.

C.2.2 Critère optimisé

Pour un calcul optimal, nous avons cherché à nous débarasser complètement de toute forme de tirage et à raisonner sur la probabilité d'avoir une contribution qui diffère de la valeur moyenne. Par un raisonnement simple et approché, nous pouvons définir les distances minimales en deçà desquelles doivent être tirés les sous-halos. Supposons pour l'instant que la variance du calcul de J puisse être reliée simplement à la variance du nombre de sous-halos. Dans ce cas, la distance minimale est donnée, pour une décade en masse, par la distance à partir de laquelle la fluctuation du nombre de sous-halos $\sqrt{N}$ devient plus grande que $x\% \times N$.

Détermination de la taille de bin. Soit $J(M, l) \equiv J(l)$ la valeur de la composante astrophysique du flux d'un sous-halo de masse M, situé à la distance l de la Terre. Cherchons la distance Δl de telle sorte que :

$$\frac{|J(l) - J(l + \Delta l)|}{J(l)} \leq x_0 \ , \tag{C.7}$$

où x_0 est l'erreur autorisée sur le calcul du flux. Si le sous-halo peut être considéré comme ponctuel, alors $J(l) \propto 1/l^2$ et on obtient :

$$\Delta l \leq l \left(\frac{1}{\sqrt{1 - x_0}} - 1 \right) \ . \tag{C.8}$$

En choisissant une taille de bin obéissant à cette relation, on s'assure que le flux d'un sous-halo situé n'importe où dans ce bin ne s'écarte pas de plus de $100 \times x_0\%$ de la valeur nominale $J(l)$.

Erreur relative sur un bin. Soit N_j le nombre moyen de sous-halos de masse M dans le bin j situé à la distance l_j. Pour ce bin et l'intervalle de masse considéré, on peut écrire en moyenne :

$$\langle J_M^j \rangle = N_j \times J(M, l_j) \quad \left(\approx \sum_{k=0}^{N_j} J(M, l_j) \right) \ . \tag{C.9}$$

L'erreur relative correspondante s'écrit alors :

$$\frac{\Delta J_M^j}{\langle J_M^j \rangle} = \frac{\Delta N_j}{N_j} + \frac{\Delta J(M, l_j)}{\langle J(M, l_j) \rangle} \ . \tag{C.10}$$

Par définition, $\Delta J(M, l_j)/\langle J(M, l_j)\rangle = x_0$. D'autre part, l'erreur sur le nombre de sous-halos dans le bin j est supposée poissonienne de sorte que $\Delta N_j/N_j = 1/\sqrt{N_j}$. Ainsi,

$$\frac{\Delta J_M^j}{\langle J_M^j\rangle} = \frac{1}{\sqrt{N_j}} + x_0 \ . \tag{C.11}$$

Détermination de la distance critique. Une fois l'erreur relative sur un bin connue, on peut estimer l'erreur commise lors de la somme sur les differents bins, le long de la ligne de visée. Soit n le nombre de bins et J_M^{jn} le flux des sous-halos de masse M, intégré du bin courant j au bin final n. En utilisant la relation précédente, on montre aisément que :

$$\frac{\Delta J_M^{jn}}{\langle J_M^{jn}\rangle} = x_0 + \frac{1}{\langle J_M^{jn}\rangle}\sum_{i=j}^{n}\frac{1}{\sqrt{N_i}}\langle J_M^i\rangle \ . \tag{C.12}$$

La distance critique en deçà de laquelle il faut tirer les sous-halos est obtenue par itération, en commençant au dernier bin et en diminuant la distance progressivement tant que $\Delta J_M^{jn}/\langle J_M^{jn}\rangle \leq x_{\rm tot}$, où $x_{\rm tot}$ est une tolérance choisie par l'utilisateur.

Forme finale du test. En réalité, la formule ci-dessus, qui maximise les fluctuations avec le terme $\sqrt{N_j}$ ne permet pas de diminuer suffisamment le nombre de sous-halos à tirer. Trois raffinements supplémentaires sont nécessaires :

- ajouter dans la comparaison la contribution lisse, ce qui va permettre de se débarasser des contributions très fluctuantes mais négligeables ;
- ajouter dans la comparaison la contribution des sous-halos pour lesquels l'approximation de la valeur moyenne est valide ;
- remplacer le terme de fluctuation $\sqrt{N_j}$ par une réalisation de $N_j^{\rm tiré} - < N_j >$. On revient alors à un algorithme similaire à celui décrit dans l'étape 3 de C.2.1 (où il faut sommer sur plusieurs réalisations). Cependant, le gain reste entier, puisque nous ne tirons pas les sous-halos ici, mais un nombre de sous-halos.

Notons enfin que la taille du bin choisi n'est pas toujours optimale pour minimiser la distance d'une décade en masse donnée. Il faut donc répéter le test pour différents choix de taille de ce bin.

Ce critère optimisé est en cours d'intégration et de test dans le code Clumpy. Son intérêt réside dans sa rapidité (calcul instantané), sa validité pour tout profil et toute direction de ligne de visée, et enfin au contrôle de la précision désirée.

C.3 Lien entre la composante lisse et les sous-structures

Ce paragraphe vient compléter le calcul présenté page 155 au sujet de l'estimation du facteur f quantifiant la répartition de la matière noire entre la composante *lisse* et les sous-halos galactiques.

Si $\mathrm{d}\mathcal{P}_V(r)/\mathrm{d}V$ est proportionnel à $\rho_{lisse}(r)$. Dans le cas où la distribution spatiale des sous-halos suit la forme du profil de densité de la composante *lisse*, le facteur f est simplement exprimé comme étant le rapport de la masse totale sous forme de sous-halos $M^{tot}_{\rm sh}$ (cf. équation 6.17) par la masse totale de matière noire dans la Galaxie M^{gal}_{vir} : $f = M^{tot}_{\rm sh}/M^{gal}_{vir}$. De plus, exprimons la densité de matière au rayon r :

$$\rho(r) = \underbrace{(1-f)\times\rho_{lisse}(r)}_{\text{Comp. lisse}} + \underbrace{f\times\rho_{lisse}(r)}_{\text{Sous-halos}} = \rho_{lisse}(r)\ . \tag{C.13}$$

Ceci est vrai pour tout rayon, et en particulier pour la densité locale : $\rho(R_\odot) = \rho_{lisse}(R_\odot)$. En somme, dans ce premier cas, la masse totale du halo correspond ainsi à l'intégrale sur le volume de la Galaxie du profil de densité de la composante *lisse*, dont les paramètres ont été ajustés pour satisfaire également la valeur de la densité locale mesurée.

Si $\mathrm{d}\mathcal{P}_V(r)/\mathrm{d}V$ n'est pas proportionnel à $\rho_{lisse}(r)$. Dans le cas plus général où la distribution spatiale des sous-structures est différente du profil de densité *lisse*, la densité totale de matière noire n'est plus égale à la densité de la composante *lisse* :

$$\rho(r) = \underbrace{(1-f)\times\rho_{lisse}(r)}_{\text{Comp. lisse}} + \underbrace{M^{tot}_{\rm sh}\times\frac{\mathrm{d}\mathcal{P}_V(r)}{\mathrm{d}V}}_{\text{Sous-halos}} \neq \rho_{lisse}(r)\ . \tag{C.14}$$

Il est alors impossible de satisfaire les deux relations suivantes simultanément : $\rho(\mathrm{R}_\odot) = \rho_{\rm lisse}(\mathrm{R}_\odot)$ se référant à la densité locale de matière noire, et $M^{tot}_{lisse+\rm sh} = M^{gal}_{vir}$ relative à la masse totale de la Galaxie, où $M^{tot}_{lisse+\rm sh}$ est la masse de matière noire obtenue en sommant la contribution de la composante lisse et $M^{tot}_{\rm sh}$. Ces deux contraintes ont permis de calculer les paramètres caractéristiques des profils de densité de la composante *lisse*. Il faut alors choisir entre conserver la première égalité, ce qui mène à $f = M^{tot}_{\rm sh}\times[\mathrm{d}\mathcal{P}_V(\mathrm{R}_\odot)/\mathrm{dV}]/[\rho_{\rm lisse}(\mathrm{R}_\odot)]$, ou bien préférer la seconde, donnant $f = M^{tot}_{\rm sh}/M^{gal}_{vir}$. Les deux quantités M^{gal}_{vir} et $\rho(\mathrm{R}_\odot)$ sont soumises à des incertitudes de mesure du même ordre de grandeur. Cependant, comme la valeur de la densité locale de matière noire joue un rôle plus important que la masse totale de la Galaxie en regard de la détection de matière noire, il sera choisi de conserver la contrainte $\rho(\mathrm{R}_\odot) = \rho_{\rm lisse}(\mathrm{R}_\odot)$. Dans ce cas, la masse totale de la Galaxie $M^{tot}_{lisse+\rm sh}$ issue de la somme des deux contributions se rapporte à la masse mesurée M^{gal}_{vir} par la relation :

$$M^{tot}_{lisse+\rm sh} = M^{gal}_{vir}\times\left(1-f+\frac{M^{tot}_{\rm sh}}{M^{gal}_{vir}}\right)\ . \tag{C.15}$$

Résumé

L'astronomie gamma de très haute énergie ($E > 30$ GeV) révéle la présence de processus non thermiques dans l'Univers, et est devenue une discipline à part entière depuis quelques années. La majorité des objets observés jusqu'à présent sont ponctuels ou peu étendus spatialement. Des émissions diffuses sont néanmoins attendues, issues de l'interaction des rayons cosmiques se propageant dans la Galaxie avec le milieu interstellaire. Une étude préliminaire du potentiel de détection de ces émissions est entreprise pour le réseau de télescopes H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System). Cet instrument, fonctionnant depuis 2004, détecte la lumière Cherenkov émise par les gerbes de particules atmosphériques générées par les photons de très haute énergie. La méthode classique de soustraction de fond *On-Off* est étudiée. L'influence du bruit de fond de ciel sur le taux d'événements enregistrés est également analysée.

La deuxième thématique de cette thèse concerne le potentiel de détection de la matière noire avec l'expérience H.E.S.S. Un code (basptisé Clumpy) basé sur une approche semi-analytique est présenté. Il permet de calculer le flux de rayons gamma en provenance de l'annihilation de particules de matière noire, pour les structures et sous-structures de la Galaxie, les distributions étant spécifiées par l'utilisateur. Finalement, l'observation par H.E.S.S. de la galaxie naine sphéroïde Carina pendant ∼15h a permis de placer une limite supérieure sur la section efficace d'annihilation du neutralino à $\sim 10^{-22}$ cm^{3}s^{-1}.

Mots-clés : Astronomie gamma de très haute énergie, imagerie Cherenkov atmosphérique, H.E.S.S., émission diffuse, matière noire, grumeau de matière noire, galaxie naine sphéroïde.

Abstract

Very high energy gamma-ray astronomy ($E > 30$ GeV), that allows to probe non-thermal processes in the universe, is a rather young field of research. Up to now, most of the objects that have been observed are point-like or have small spatial extensions. However, the interaction of cosmic rays with the interstellar medium is expected to give rise to a diffuse emission at these energies. A preliminary study of the detectability of this diffuse component by the H.E.S.S. telescope array is presented. The latter has been operating since 2004 and detects the Cherenkov light from atmospheric showers that are generated by very high enery photons. The standard *On-Off* background subtraction method is investigated along with the influence of the sky background noise on the recorded event rate.

A second theme covered by this thesis is that of the detectability of dark matter by the H.E.S.S. experiment. This is performed using Clumpy, a semi-analytical code developed during this thesis. The Clumpy code calculates the gamma-ray flux from dark matter annihilation from user-defined galactic structure and sub-structure distributions. The H.E.S.S. ∼15 hour long observation of the Carina dwarf spheroidal galaxy has furthermore set an upper limit at 10^{-22} cm^{3}s^{-1} for the dark matter annihilation cross section.

Keywords : very high energy gamma-ray astronomy, Cherenkov atmospheric imaging, H.E.S.S., diffuse emission, dark matter, dark matter clump, dwarf spheroidal galaxy.